PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Oktober 1911. 12. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 20 am 29. September 1911.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Hauser, Untersuchung von Bronsonwiderständen. S. 785.

G. Leimbach, Über eine neue Methode zur Verminderung der schädlichen Wärmestrahlen im Projektionsapparat. S. 791.

A. Esau, Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger. S. 798.

R. A. Houston, Über absolute Lichtmessung. Ein Vorschlag zur Aufstellung einer endgültigen Lichtnormale. S. 800.

R. Gans, Über das Biot-Savartsche Gesetz. S. 806.

R. Gans, Bemerkung zu den Untersuchungen der Herren W. Kaufmann und W. Meier über „Magnetische Eigenschaften elektrolytischer Eisenschichten". S. 811.

R. v. Mises, Über den Englerschen Flüssigkeitsmesser. S. 812.

L. Geiger u. B. Gutenberg, Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus dem Bodenverrückungsverhältnis der einmal reflektierten zu den direkten Longitudinalwellen. S. 814.

K. R. Koch, Der Neubau des physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Stuttgart. S. 818.

Besprechungen:

F. Hoppe, Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? S. 831.

H. Greinacher, Die neueren Strahlen. S. 832.

W. Ostwald, Über Katalyse. S. 832.

Personalien. S. 832.

Gesuche. S. 832.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchung von Bronsonwiderständen.

Von Fr. Hauser.

Bronsonwiderstände, benannt nach Bronson[1]), einem Schüler Rutherfords, sind bekanntlich Widerstände, bei denen ein ionisiertes Gas die Leitung der Elektrizität übernimmt. Sie bestehen im allgemeinen aus einem Kondensator irgendeiner Gestalt, dessen eine Elektrode — wohl meistens eine Platte — mit irgendeinem das in dem Apparat enthaltene Gas ionisierenden radioaktiven Präparat mechanisch oder elektrolytisch überzogen ist, während die andere Elektrode in der Regel nur dazu dient, den erzeugten Strom weiter zu leiten. Eine der beiden Elektroden ist dabei fast immer mit der Erde leitend verbunden.

Wegen der großen Bedeutung dieser Widerstände, die besonders darin besteht, daß sie es ermöglichen, mittels der „Methode der konstanten Ausschläge"[1]) radioaktive und luftelektrische Prozesse kontinuierlich zu verfolgen, war es von Interesse, ihr Verhalten bei verschiedenen Gasdrucken und auch Gasfüllungen zu untersuchen; insonderheit aber auch Aufschluß über ihr Verhalten bei Parallel- und Hintereinanderschaltung zu bekommen, da bezüglich dieser Verwendungsart Bedenken erhoben worden waren. Diesbezügliche Untersuchungen bildeten den Gegenstand der vorliegenden, im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu München ausgeführten Arbeit.

1) H. L. Bronson, Amer. Journal of Science **19**, 185—187, 1905; E. Rutherford, Die Radioaktivität, deutsch von Aschkinaß, S. 106—108, 1907.

Die verwendeten Bronsonwiderstände wurden bereits in dieser Zeitschrift kurz beschrieben[1]); es soll daher hier nur auf die Versuche selbst eingegangen werden. (Über Einzelheiten vergl. die Münchener Dissertation obigen Titels.)

Vorversuche hatten die möglichst genaue Bestimmung der Kapazitäten aller in Frage kommenden Apparate und Anordnungen zum Zweck. Die Kapazitätsbestimmungen wurden durch Ladeteilung mittels des Quadrantenelektrometers durchgeführt. Dabei wurden die zu eichenden Apparate, soweit möglich, stets durch einen geerdeten Drahtnetzkäfig mit einer aufklappbaren Wand und mit Blechuntersatz elektrostatisch geschützt. Dadurch, daß außer den nötigen Messungen stets Kontrollmessungen ausgeführt wurden, war es möglich, Anhaltspunkte für Meßfehler und ihre Ursachen zu finden.

Für die Vermeidung der verschiedenen hier möglichen Fehlerquellen ergaben sich die folgenden Anhaltspunkte:

1. Um die störende Wirkung der bei der Trennung zweier verschiedener Metalle auftretenden Kontaktpotentialdifferenzen zu verringern, muß man danach trachten (eventuell durch Ansetzen kleiner Drahtenden), nur gleiche Metalle miteinander in Berührung zu bringen. Ganz zum Verschwinden war diese Fehlerquelle jedoch nur selten zu bringen; um die durch sie bedingten Fehler zu finden und zu vermeiden, wurden vor jeder Messung die ihr entsprechenden Schaltungen bei nicht geladenem System ausgeführt. Der dabei entstehende Ausschlag wurde je nach seiner Richtung von dem Aus-

1) Diese Zeitschr. **12**, 466—476, 1911.

schlage der Messung selbst abgezogen, oder zu ihm addiert.

2. Vollständig unbrauchbar kann das Resultat der Kapazitätsmessungen infolge der Influenzwirkung der geladenen Elektrometernadel auf die Quadranten werden. Um diesen Einfluß zu verhüten, genügt jedoch die Befolgung der folgenden beiden Regeln:

a) „Man darf die Erdung des Elektrometers nur in dem Augenblicke aufheben, in dem die Nadel die Nullage passiert oder ruhig in derselben steht."

b) „Man darf eine Ladeteilung nur dann ausführen, wenn die Nadel sich nicht mehr bewegt." (Kommt für mehrfache Ladeteilung in Betracht.)

3. Isolationsverluste, das Kriechen des Nullpunktes, die gegenseitige Stellung der Apparate sowie eine eventuelle Abhängigkeit der Elektrometerkapazität vom Ausschlag sind in geeigneter Weise zu berücksichtigen.

4. Von Wichtigkeit ist endlich die Verwendung einer Elektrometereichkurve, die auf eine dem Verfahren bei der Kapazitätsmessung möglichst entsprechende Art und Weise aufgenommen wurde. Der Grund hierfür ist in den elastischen Eigenschaften des Aufhängefadens zu suchen.

Unter Beobachtung der vorstehenden Regeln ist es möglich, Kapazitäten durch Ladeteilung im günstigsten Falle bis auf $\pm 1/2$ Proz. genau zu ermitteln.

Die Kapazität der verwendeten Bronsonwiderstände wurde vor Polonisierung ihrer Elektroden bestimmt. Zu diesem Zwecke wurden alle Bronsonwiderstände zunächst ohne aktiven Niederschlag in genau derselben Konfiguration aller Leiterteile, wie sie später verwendet wurden, angeordnet. Zur Kontrolle wurden dann hier meistens nach Aktivierung der polonisierten Platten Bestimmungen nach der von Regener[1]) angegebenen Methode durchgeführt. Die Resultate der beiden Methoden stimmten stets sehr gut überein. Als Vergleichsnormale wurde ein selbstgebauter Plattenkondensator verwendet, dessen Kapazität nach der Kirchhoffschen Formel mit Randkorrektur berechnet wurde. Als Hilfskapazitäten zur gelegentlichen Vergrößerung der Kapazität der Versuchsanordnung dienten zwei Harmssche Kondensatoren[2]), deren Kapazitäten zu 39,9 cm bzw. 45,8 cm ermittelt wurden, sowie eine Kapazitätsnormale von M. Th. Edelmann, München, in Hartgummischutzhülle von 3000 cm.

1) Regener, Sitzungsber. d. K. Preuß. Akad. d. Wiss. 1909. S. 37 u. 38.

2) F. Harms, diese Zeitschr. 5, 47—50, 1904.

Erst nach Abschluß der vorbereitenden Versuche konnte man an die Durchführung derjenigen Versuche gehen, die das oben angegebene Thema zum Ziel hatten.

Die Versuche wurden stets so ausgeführt, daß die Anordnung durch Verbindung mit dem einen Pole einer Spannungsquelle (Akkumulatoren oder Elemente) auf dessen Potential geladen wurde. Der andere Pol der Spannungsquelle lag dabei an der Erde. Bei einem Zeichen einer Signaluhr, die jede Minute ein Glockenzeichen gab, wurde dann die Verbindung zwischen Spannungsquelle und Versuchsanordnung gelöst und die zeitliche Abnahme des Ausschlags aufgenommen. Die Ausschlagswerte in Millimetern wurden dann mit Hilfe der Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers und der Kapazität der jeweiligen Versuchsanordnung in Spannungs- und Stromwerte umgerechnet und aus diesen dann der Widerstand ermittelt.

Zu berücksichtigen war bei der Auswertung der Versuchsresultate, daß sich für die Ablesungen nach der Trennung der Anordnung von der Aufladevorrichtung infolge der Trägheit der Elektrometernadel ein „Zeitverlust" einstellt, derart, daß von einem gewissen Zeitpunkt an die abgelesenen Werte um einen nahezu konstanten Betrag zeitlich hinter den tatsächlichen nachhinken. Um die Wirkung dieses Zeitverlustes bei der Auswertung der Versuche zu berücksichtigen, muß man statt der Zeit o nach einer von Herrn Diplomingenieur Heis anläßlich seiner eigenen Versuche aufgestellten, demnächst in seiner Münchener Dissertation (Technische Hochschule) zu veröffentlichenden und von mir mit seiner Erlaubnis verwendeten Formel setzen:

$$\text{Zeitverlust } t' = \frac{2\,T \cdot A}{x^2 + A^2};$$

dabei ist $T = \frac{1}{2}$ beobachtete Schwingungsperiode,

A = natürliches logarithmisches Dekrement.

Ähnliche Betrachtungen über die Wirkung der Trägheit der Elektrometernadel, wie Heis, stellte auch H. Benndorf[1]) in einer inzwischen erschienenen Arbeit an. $A \cdot T_0$ (S. 1178) ist hier das, was Heis mit Zeitverlust t' bezeichnet.

Für die Gültigkeit der Heisschen Formel besteht die Bedingung: Beobachtungsdauer > 2 bis $3 \times T$. Diese war hier bereits für die erste Ablesung nach der Trennung von Versuchsanordnung und Aufladevorrichtung stets erfüllt.

Die Versuchsresultate wurden in Tabellen zusammengestellt, die dann graphisch aufgetragen wurden, und zwar zunächst für jeden Entladungs-

1) H. Benndorf, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss., Wien, Bd. CXVIII, Abt. IIa, S. 1173 u. f., Okt. 1909.

versuch: Strom in 10^{-11} Ampere oder auch Strom in 10^{-11} Ampere und Widerstand in 10^9 Ω abhängig von der Spannung in Volt.

Aus diesen Kurven wurden die im folgenden erwähnten Beziehungen abgeleitet und in besondere Tabellen eingetragen.

An erster Stelle stehen die mit einem kugelförmigen Bronsonwiderstande ausgeführten Versuche, da diese hinsichtlich der Durchstrahlung der Gase den allgemeinsten der hier behandelten Fälle darstellt: Bei Atmosphärendruck wird die Strahlung in der Nähe der polonisierten Innenelektrode absorbiert. Sie kann sich also vollständig frei in dem Gasraum entwickeln. Erst bei tieferen Drucken gelangen die Strahlen, deren Absorption ja proportional dem herrschenden Drucke ist[1]), an die Gefäßwand; dann tritt der Fall vollständiger Durchstrahlung ein, wie wir ihn bei den beiden anderen der benutzten Apparate schon von Anfang an haben. Die Versuche wurden mit trockener Luft, trockener Kohlensäure, feuchter Luft und feuchter Kohlensäure als Füllgasen angestellt. Das Trocknen der Gase geschah jeweils durch eine Chlorkalziumvorlage; ihre Sättigung mit Wasserdampf wurde dadurch erreicht, daß man sie zunächst beim Einströmen in die vorher evakuierte Kugel durch Wasser hindurchperlen ließ und daß man ferner an Stelle des Trockengefäßes ein mit Wasser gefülltes Gefäß an die Rohrleitung anschmolz.

Es wurden hier zunächst für jeden Druck abhängig von der Spannung für +- und —-Ladung Strom (J) und Widerstand (R) aufgetragen. Die Bezeichnungen sind: $\overset{+}{J}$ und $\overset{+}{R}$ für +-Ladung, $\overset{-}{J}$ und $\overset{-}{R}$ für —-Ladung der Innenelektrode.

1) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 174.

Aus den Werten der Kurven J und R abhängig von der Spannung für die vier verschiedenen Füllungen wurden dann Kurven abhängig vom Druck für konstante Spannungswerte abgeleitet. Und zwar für $\overset{+}{J}$ und $\overset{-}{J}$ sowie $\overset{+}{R}$ und $\overset{-}{R}$ bei 3 Volt, ferner $\frac{\overset{+}{J}}{\overset{-}{J}}$ für 1, 2 und 3 Volt.

Im großen und ganzen ist der Verlauf der Kurven bei allen vier Füllungen sehr ähnlich; einige der erhaltenen Kurven sind in Fig. 1, 2 und 3 dargestellt. Die Stromkurven für konstante Spannung abhängig vom Gasdruck zeigen für alle Füllungen dasselbe Bild: sie steigen mit wachsendem Druck zunächst bis zu einem Maximum an, um dann wieder auf einen kleineren Betrag herabzusinken. Zwischen $\overset{+}{J}$ und $\overset{-}{J}$ besteht jedoch hinsichtlich der Größe ein gewisser Unterschied. Es tritt nämlich zunächst bei hohen Drucken, wo die α-Strahlung noch in der Nähe der polonisierten Platte absorbiert wird, eine Unipolarität auf, wie sie der von Rutherford und Child theoretisch und von dem ersteren auch experimentell an einem Plattenkondensator untersuchten „Oberflächenionisation“[1]) entspricht. $\overset{-}{J}$ ist hier größer wie $\overset{+}{J}$. Erreichen dann bei zunehmender Druckverminderung die α-Strahlen die Gefäßwand, so daß also der ganze Gasraum vollständig durchstrahlt ist, so erhält man eine Unipolarität im entgegengesetzten Sinne, entsprechend den von Heis[2]) durchgeführten theoretischen Betrachtungen. Bei sehr kleinen Drucken werden die Ströme einander nahezu gleich; bei

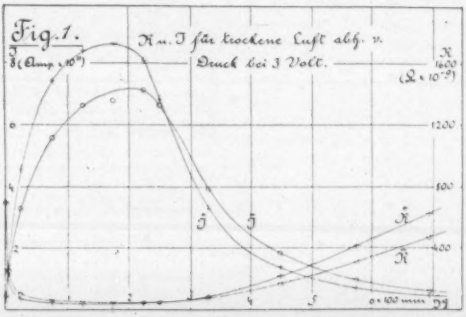


Fig. 1.

1) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 68—71.
2) L. Heis, diese Zeitschr. **9**, 620—627, 1908.

Drucken unter 1 mm Hg macht sich allmählich die vorher durch den starken Ionisationsstrom vollständig überdeckte +-Selbstaufladung[1]) des Poloniums geltend und es tritt ein abermaliges Überschneiden der Stromkurven ein; es wird wieder $\bar{J} > \dot{J}$. Bei allen Drucken bis herab zu etwa 60—40 mm Hg entspricht, wie Fig. 3 zeigt, der größeren Spannung auch die größere Bei 225 mm Hg erreichen aber, wie sich berechnen läßt, die α-Teilchen die Gefäßwand; dieser Druck liegt also nahezu in der Mitte zwischen den beiden anderen ausgezeichneten Drucken. Entsprechendes erhält man auch für die anderen Gasfüllungen.

Der Widerstand abhängig von der Spannung nahm bei höheren Gasdrucken ab, während er

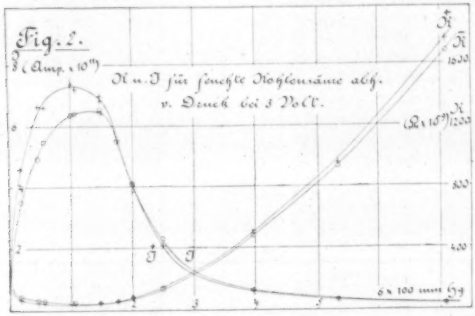


Fig. 2.

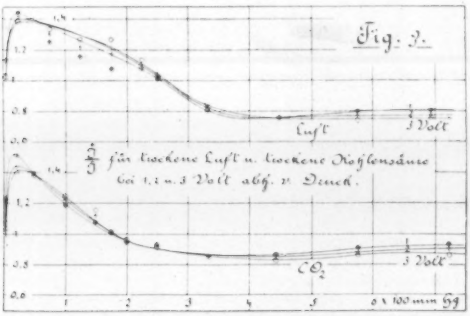


Fig. 3.

Unipolarität. Bei Drucken unterhalb dieser Grenzen ist das Umgekehrte der Fall.

Der Druck, bei dem sich die Kurven von $\dot{J}$ und $\bar{J}$ für trockene Luft zum ersten Male überschneiden — also $\dot{J} = \bar{J}$ ist —, beträgt 260 mm Hg; das Maximum der Stromkurven wird erreicht für $\dot{J}$ bei 170 mm Hg und für $\bar{J}$ bei 200 mm Hg; also im Mittel bei 185 mm Hg.

1) Aschkinaß, diese Zeitschr. 8, 773—74, 1907.

bei tieferen Drucken zunahm. Die Zunahme und Abnahme erfolgte meistens nach einer schwach gekrümmten Linie, und zwar war das Vorzeichen von $\frac{d^2 y}{d x^2}$ für die fallenden Kurven bei hohen Drucken —, für die ansteigenden Kurven bei tiefen Drucken dagegen +. Bei einem mittleren Drucke mußte also der Widerstand unabhängig von der Spannung sein, und zwar fand dies bei dem Drucke statt, bei dem auch $\dot{J} = \bar{J}$ oder $v = \dot{J}/\bar{J}$ war, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

Luft, trocken: R = konst. bei 275 mm; $v = 1$ bei 260 mm,
„ feucht: R = konst. „ 285 „ ; $v = 1$ „ 275 „ ,
Kohlens., trock.: R = konst. „ 185 „ ; $v = 1$ „ 180 „ ,
„ feucht: R = konst. „ 185 „ ; $v = 1$ „ 185 „ .

Die Unipolarität verschwindet also im vorliegenden Falle ziemlich genau bei dem Druck, bei dem sich die Kugel wie ein gewöhnlicher Ohmscher Widerstand verhält; bei demselben Gase bei demselben Drucke unabhängig ob trocken oder feucht.

Vergleicht man die Versuchswerte untereinander mit Rücksicht auf die Füllung, so sieht man, daß der Druck, für den $v = 1$ wird, von dem Feuchtigkeitsgehalte zwar ziemlich unabhängig ist, aber bei der Kohlensäure entsprechend ihrem größeren Absorptionsvermögen geringer wie bei der Luft, da hier die α-Strahlen erst bei kleinerem Drucke als bei der Luft an die Gefäßwand gelangen. Ebenso liegt der Maximalwert der Stromstärke bei Kohlensäure bei einem etwas tieferen Drucke als bei Luft. Seine Lage ist vom Feuchtigkeitsgehalte ebenfalls nahezu unabhängig; seine Größe dagegen bei dem feuchten Gas geringer als bei dem trockenen. Die folgende kleine Tabelle zeigt, daß das Verhältnis der Drucke der Luft, bei denen einmal $v = 1$ ist und das andere Mal das Strommaximum erreicht wird, zu den entsprechenden Drucken der Kohlensäure nahezu konstant ist:

	Drucke für		
	$v = 1$	$\overset{+}{\mathcal{J}}_{max}$	$\overset{-}{\mathcal{J}}_{max}$
Luft, trocken	260	170	200
Kohlensäure, trocken .	180	115	135
Verhältnis der Drucke .	1,44	1,48	1,48
Luft, feucht	275	160	180
Kohlensäure, feucht . .	185	108	130
Verhältnis der Drucke .	1,49	1,48	1,38

Der Mittelwert der Verhältniszahlen ist 1,46; er ist sehr nahe gleich dem reziproken Werte des Verhältnisses der Reichweiten in beiden Gasen. Nach Bragg und Kleeman[1]) erhält man hierfür:

$$\frac{7{,}58}{\sqrt{11{,}91} + 2\sqrt{15{,}88}} = 1{,}51 .$$

[Es ist dies das Verhältnis der Summen der Quadratwurzeln aus den Gewichten der Atome, aus denen die Gasmoleküle zusammengesetzt sind. Für die Luft ist diese Summe nach den eben zitierten Autoren 7,58.]

1) W. H. Bragg u. R. D. Kleeman, Phil. Mag. **10**, 318, 1905.

Da, wie wir gesehen haben, das Strommaximum in der Nähe des Druckes liegt, bei dem die α-Strahlen eben die Gefäßwand erreichen, so ist für dieses Strommaximum der Ionisationsbereich der α-Strahlen noch beinahe vollständig ausgenützt und man darf deshalb erwarten, daß sich die Strommaxima nahezu wie die von Rutherford[1]) bestimmten Gesamtionisationen verhalten. Es ist das auch tatsächlich der Fall, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

	Ges. Ion	Trocken		Feucht	
		$\overset{+}{\mathcal{J}}_{max}$	$\overset{-}{\mathcal{J}}_{max}$	$\overset{+}{\mathcal{J}}_{max}$	$\overset{-}{\mathcal{J}}_{max}$
Luft	100	172=100	143,5=100	153=100	136=100
Kohlens.	96	160=93	133=92,8	146=95,5	130=95,7

Für die Kohlensäure folgt aus den Versuchen noch besonders, daß auch für feuchte Kohlensäure das Verhältnis der Beweglichkeit der —-Ionen (K_2) zu der der +-Ionen (K_1) jedenfalls nicht kleiner als 1 sein kann, da sonst die für sie aufgenommenen Kurven entgegengesetzt verlaufen müßten, wie die für die anderen Füllungen aufgenommenen, hinsichtlich des Unterschiedes von + und —. Unter der Annahme, daß sich bei Oberflächenionisation die Ströme bei der Kugel, ebenso wie beim Plattenkondensator, nahezu wie die Ionenbeweglichkeiten verhalten, erhält man hier für den Druck: $p = 700$ mm Hg und 2 Volt (also Gefälle $^2/_{13}$ Volt):

bei trockener Luft . . | K_2 | 1,30 statt 1,375 |
„ feuchter „ . . | K_1 | 1,11 „ 1,10 |
„ trock. Kohlensäure | $=$ | 1,11 „ 1,07 | nach Zeleny[2])
„ feuchter „ | | 1,02 „ 0,915 |

Man sieht, die Werte stimmen bis auf den für feuchte Kohlensäure gut mit den Zelenyschen überein.

Bei den beiden anderen Bronsonwiderständen zeigte sich ebenso wie bei dem kugelförmigen Apparat eine Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung, und zwar wuchs er hier bei allen Drucken mit zunehmender Spannung.

Diese bei beiden Apparaten auftretende Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung im Verein mit der Beobachtung von Bronson[3]), daß sich bei seinem Widerstand der Proportionalitätsbereich für Spannung und Strom bei größerer Plattenentfernung verringerte, und endlich der Verlauf der Widerstandskurven bei der Kugel lassen darauf schließen, daß eine vollständige Proportionalität des Stromes mit der Spannung über einen größeren Spannungsbereich

1) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 67.
2) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 47.
3) H. L. Bronson, loc. cit.

nur unter ganz besonderen Bedingungen eintritt, die jedenfalls mit der Gestalt des Apparates, der Intensität der Strahlung und mit der Stromintensität zusammenhängen.

Abhängig vom Luftdruck zeigten diese beiden Bronsonwiderstände für Strom und Widerstand bei konstanten Spannungswerten das in folgenden beiden Figuren dargestellte Bild:

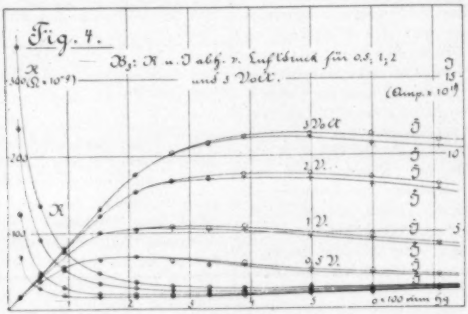


Fig. 4.

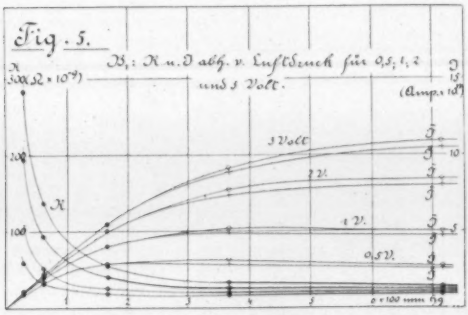


Fig. 5.

Wir sehen, daß auch hier bei höheren Drucken eine schwache Unipolarität auftritt, und zwar in dem Sinne, daß eine negative Ladung der polonisierten Platte schneller verschwindet als eine positive. Da wegen der Dimensionen der Apparate an eine der Oberflächenionisation entsprechende Erscheinung kaum zu denken ist, so wird die Erklärung für dieses Verhalten in der von Kleeman[1]) gefundenen Tatsache zu suchen sein, daß eine resultierende Bewegung der von den α-Teilchen erzeugten Elektronen — also auch negativen Ionen — in der Richtung der α-Strahlung stattfindet. Findet nun diese Bewegung gegen die Richtung des elektrischen Feldes statt, so muß die Mehrzahl der —-Ionen infolge des elektrischen Feldes umkehren und der von ihnen zu durchlaufende Weg wird dadurch größer, als wenn sie ihre anfängliche Bewegungsrichtung beibehalten könnten. Infolgedessen besteht dann eine erhöhte Möglichkeit der Wiedervereinigung und es wird folglich die Entladung der —-geladenen Platte schneller erfolgen wie die der +-geladenen. Bei geringeren Luftdrucken fällt diese Unipolarität allmählich weg, da hier infolge der zunehmenden Annäherung an den Sättigungsstrom die Wiedervereinigung zurücktritt. Mit zunehmender Spannung muß, solange noch keine Stoßionisation eintritt, der verhältnismäßige Unterschied zwischen $\overset{+}{J}$ und $\overset{-}{J}$ geringer werden, da die Umkehr auf einer kürzeren Strecke erfolgt.

1) K. D. Kleeman, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 195, 1910.

Es entspricht das tatsächlich den Versuchsresultaten. Der Sinn der hier beobachteten Unipolarität ist zwar derselbe wie bei der Kugel bei höheren Drucken. Der Einfluß der Spannung ist jedoch genau entgegengesetzt; ein Beweis dafür, daß man hier zwei verschiedene Erscheinungen vor sich hat.

Nach der Untersuchung der einzelnen Bronsonwiderstände wurden noch Versuche mit Parallelschalten und Hintereinanderschalten durchgeführt. Dazu wurden die beiden zylindrischen Apparate verwendet. Der bei Parallelschaltung aufgenommene Strom ist stets gleich der Summe der Einzelströme; ein Auftragen der Versuchswerte abhängig von der Spannung muß hier als Kurve für den Parallelschaltungsstrom J die Summe der Einzelströme i_1 und i_2 liefern, da zusammengehörige Werte von i_1, i_2 und J ja stets für ein und denselben Spannungswert E aufgenommen wurden. Getrübt wird dieses Resultat nur, wenn man bei Versuchen, wie den vorliegenden, die infolge der Trägheit der Nadel nötige Heissche Zeitkorrektur wegläßt und wenn man ferner den Isolationsverlust vernachlässigt in Fällen, wo er nicht sehr klein ist im Verhältnis zum Ionisationsstrom.

Das Hintereinanderschalten ist naturgemäß nur dann möglich, wenn der zuerst geschaltete Widerstand so konstruiert ist, daß die aktivierte Elektrode von der anderen vollständig umschlossen wird, weil nur dann der ganze durch ihn fließende Strom auch durch den zweiten Widerstand fließt.

Die Kurve des Widerstandes abhängig von der Spannung kann jedoch nur dann die Summe der Einzelwiderstände liefern, wenn die Widerstände von der Spannung unabhängige konstante Größen sind; also wie gewöhnliche Ohmsche Widerstände sich verhalten. Wir haben nämlich für das Hintereinanderschalten die Gleichung:

$$R = r_1 + r_2 \quad \text{oder} \quad \frac{E}{J} = \frac{e_1}{J} + \frac{e_2}{J}.$$

Es entsprechen also hier die Werte für R, r_1 und r_2 nicht derselben Spannung, sondern drei verschiedenen Spannungen E, e_1 und e_2.

Dagegen liefert ein Auftragen der Widerstände abhängig von dem in allen drei Brüchen gleichen J als Widerstandskurve für das Hintereinanderschalten die Summe der Einzelwiderstände.

Schuf man in dem einen der beiden Widerstände einen Voltaeffekt dadurch, daß man eine polonisierte Kupferscheibe einer Zinkplatte gegenüberstellte, so erhielt man dieselben Resultate; nur verhielt sich dann dieser Widerstand wie ein galvanisches Element.

Von den hier untersuchten Apparaten hat sich der kugelförmige für praktische Zwecke am geeignetsten erwiesen. Während nämlich bei den beiden anderen Apparaten bei keinem Drucke eine vollständige Unabhängigkeit des Widerstandes von der Spannung zu konstatieren war, fand sich bei der Kugel bei jeder Füllung ein Druck, bei dem sich ihr Widerstand in jeder Beziehung wie ein Ohmscher Widerstand verhielt. Dieser Druck war rund 1,2 mal so groß wie der, bei welchem die α-Teilchen eben die Gefäßwand erreichten. Man wird also bei der Konstruktion eines kugelförmigen Bronsonwiderstandes zweckmäßig den Radius desselben so wählen, daß er etwa $1^1/_4$ mal so groß ist wie die Reichweite der verwendeten α-Strahlen in dem verwendeten Füllgas bei 760 mm Hg, da er sich dann bei einem Drucke, der etwas kleiner wie der Atmosphärendruck ist, wie ein Ohmscher Widerstand verhalten wird. Es ist das zweckentsprechend, da dann alle Kittstellen nur auf Druck beansprucht werden. Als Füllgas dient der Einfachheit halber am besten trockene Luft.

Erlangen, Juni 1911.

(Eingegangen 17. Juni 1911.)

Über eine neue Methode zur Verminderung der schädlichen Wärmestrahlen im Projektionsapparat.

Von Gotthelf Leimbach.

§ 1. F. Paul Liesegang-Düsseldorf beschrieb in dieser Zeitschrift **11**, 1019, 1910, einige Versuche über Absorption von Wärmestrahlen im Projektionsapparat.

Von A. Schulze wurde gefunden, daß ein Drahtnetz, das innerhalb eines Kondensors oder unmittelbar hinter diesen, zwischen Kondensor und dem zu schützenden Objekt angeordnet wird, die Wärmewirkung des beleuchtenden Strahlenkegels bedeutend stärker wie dessen Lichtwirkung schwächt. — Von den Versuchen, die Herr Liesegang mir brieflich noch ergänzte, sei erwähnt, daß ein Stanniolblatt, in den Brennpunkt des Kondensors gebracht, bei einer Stromstärke von 10 Amp. in der als Lichtquelle dienenden Bogenlampe in einer Sekunde bereits schmolz. Nach Einschaltung eines Drahtnetzes trat das Schmelzen erst nach 10 Sekunden, und bei Verwendung eines ziemlich groben Glasgitters erst nach 20 Sekunden ein. Da das Glasgitter im gleichen Sinne wirkte, so war damit bereits festgestellt, daß das Material des Gitters nicht von wesentlichem Einfluß auf die Erscheinung war.

Der Anregung Liesegangs, zu untersuchen, ob der Effekt durch Beugung verursacht wird,

was anzunehmen naheliegt, bzw. inwieweit die Feinheit des Gitters eine Rolle spielt, bin ich gefolgt, und nach den qualitativen Vorversuchen der §§ 2—5 zu den Ergebnissen der §§ 6—12 gelangt.

§ 2. Zur Wiederholung der von Liesegang beschriebenen Versuche benutzte ich zunächst sehr grobe Drahtnetze, wie sie der Chemiker zum Kochen verwendet. Ein Unterschied in Schwächung von Licht- und Wärmestrahlen war mittels eines Stanniolblattes kaum, mittels eines Bolometers auch nur schwach anfänglich zu ermitteln, so daß ich mir von Herrn Liesegang je eines seiner Drahtnetze und Glasgitter, dieses nur mit einem einfachen Liniensystem, erbat. Diese wesentlich feineren Gebilde zeigten den Effekt sofort und bestätigten die Liesegangschen Angaben. Ein schmaler Stanniolstreifen, der im Brennpunkt des Kondensors sofort schmolz, war bei Einschaltung des Gitters oder Drahtnetzes bei schwachen Stromstärken in der Lampe nicht zum Schmelzen zu bringen. Ich bemerkte jedoch gleichzeitig, daß die Einschnürung des Strahlenkegels in der Brennebene bei Zwischenschaltung des Netzes eine weniger große war, und schloß daraus, daß die Beugung den Strahlenkegel veränderte. In der Tat zeigten sich bei Abbildung des Bogenlampenkraters durch das Projektionsobjektiv neben dem hinsichtlich seiner Lage unveränderten Hauptbilde vier zueinander senkrechte Gruppen von Beugungsbildern des Kraters, wenn Drahtnetze, deren zwei neben dem Hauptbilde, wenn das Glasgitter eingeschaltet wurde. Unscharfe Abbildung ließ die einzelnen Bilder, die sich schon stark überdeckten, völlig ineinander übergehen. Bei Einstellung auf ein zwischen Kondensor und Objektiv gebrachtes Objekt war nach dessen Entfernung die Zusammensetzung der Lichtfläche nicht mehr festzustellen.

§ 3. Zum weiteren Studium der Erscheinung benutzte ich das einfache Instrumentarium der Fig. 1. In dieser bezeichnet L die Lichtquelle,

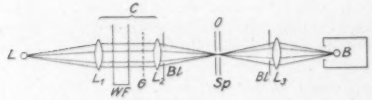


Fig. 1.

einen Nernststift. Das Linsensystem L_1 und L_2 entspricht dem Kondensor eines Projektionsapparates, und der Spalt Sp dem zu beleuchtenden Objekt, das im vorliegenden Falle bei seiner Kleinheit direkt in die Brennebene des Linsensystemes gerückt wurde. Das Projektionsobjektiv L_3 bildete das Objekt statt auf einen Schirm auf die Bänder eines Linearbolometers B[1]) ab, das das Auge bzw. das Stanniolblatt als Beobachtungsmittel ersetzte. Spalt Sp, Linse L_3 und Bolometer B konnten auf einer gemeinsamen Schiene mittels einer Mikrometerschraube parallel zur Brennebene von C verschoben werden, wodurch eine Energiemessung in dem ganzen von C auf Sp erzeugten Bilde des Nernststiftes L möglich wurde. Eine für den vorliegenden Zweck ausreichende Trennung von Licht- und Wärmestrahlen wurde durch das von Rußner[2]) angegebene Feroammoniumsulfatfilter erzielt.

Bei unscharfer Abbildung von L auf Sp, was identisch ist mit einer Verteilung der Lichtintensität auf eine größere Fläche, zeigte sich bei Einschaltung der Gitter, wie ich Netze und Glasgitter gemeinsam jetzt bezeichnen will, eine stärkere Schwächung der Wärmestrahlen gegenüber den Lichtstrahlen. Ein Teil der Wärmeenergie traf das Bolometer offenbar nicht. Das Gitter wirkte scheinbar wärmeabsorbierend. Zahlen folgen später.

§ 4. Es wurde nach dieser Feststellung die Energieverteilung im Bilde der Lichtquelle mittels Durchführung des Bolometers nebst Linse durch die Bildebene ermittelt, und zwar einmal ohne Gitter, und dann mit bei G (Fig. 1) eingeschaltetem Gitter. Beide Meßreihen werden durch Fig. 2

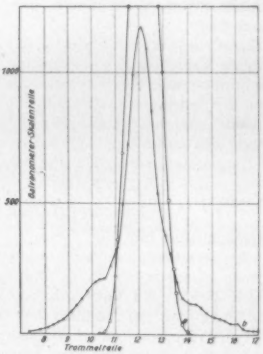


Fig. 2.

veranschaulicht. Kurve a zeigt die Energieverteilung im Nernststiftbilde ohne Gitter — das Maximum liegt bei ca. 7000 —; Kurve b die-

1). Gotthelf Leimbach, Ein neues Linearbolometer, Ann. d. Phys. **33**, 5, 308 ff., 1910.
2) J. Rußner, diese Zeitschr. **8**, 120 ff., 1907.

jenige bei zwischengeschaltetem Gitter. Die links und rechts vom ungeschwächten Bilde auftretende Beugungsenergie wurde mittels des erwähnten Filters als Wärmeenergie ermittelt. Dem Auge zeigten sich die Bildränder des Nernststiftes bei Einschaltung des Gitters nur etwas verwaschener wie vorher. Da die sogenannte Gitterkonstante groß im Vergleich zu den Wellenlängen des sichtbaren Spektrums war, so erlitten nur die langwelligeren Wärmestrahlen nach dem einfachen Gesetz

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d},$$

in dem mit α der Beugungswinkel, mit λ die Wellenlänge und mit d die Gitterkonstante bezeichnet ist, eine merkliche Beugung.

§ 5. Nachdem festgestellt war, daß die durch das Gitter bewirkte Beugung vorzugsweise die Energieanteile längerer Wellen aus dem sichtbaren Bilde der Lichtquelle entfernte, versuchte ich in der Anordnung der Fig. 3 weitere

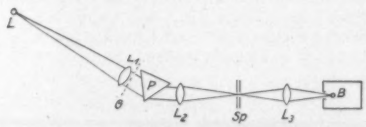


Fig. 3.

Aufschlüsse über die Zunahme des Effektes mit λ zu erhalten. In dieser ist zwischen die Linsen L_1 und L_2 der früheren Anordnung ein Prisma P eingeschaltet, durch das eine Zerlegung des weißen Bildes hervorgerufen wird. An Stelle des Bildes des Stiftes trat auf die Spaltebene ein Spektrum, durch das wiederum Spalt und Bolometer durchgeführt wurden. Eingeschaltet wurden bei G (Fig. 3) der Reihe nach ein grobes Messinggitter, das Liesegangsche Messinggitter sowie dessen Glasgitter, sämtlich mit einem Liniensystem parallel zu Gitter und Spalt, das Glasgitter endlich auch mit zum Spalt gekreuzten Linien. Gemessen wurde die Energie an einer Anzahl Stellen im sichtbaren Gebiet und Wärmegebiet, im letzteren bis über das Energiemaximum bei ca. 1,2 μ hinaus, und zwar ohne Gitter und bei zwischengeschaltetem Gitter. Ein Teil der Messungen ist in Tabelle 1 und in Fig. 4 dargestellt. Beide enthalten die scheinbar durchgelassene Energie in Prozenten der aufgefallenen und als Funktion der Wellenlänge für jedes der genannten Gitter.

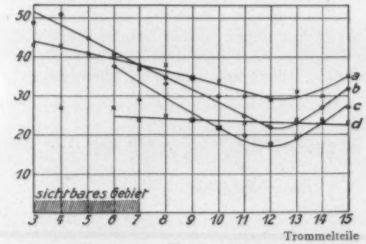


Fig. 4.

Tabelle 1.

Trommelteile		Prozente der auffallenden Energie: Grob. Mess.-G.	Lieseg. Drahtg.	Lieseg. Glasg.	desgl. 1
3	Sichtbares Spektrum	43	49	—	—
4		43	51	—	—
5		41	45	—	—
6		40	41	38	27
7		38	37	29	24
8	Wärmespektrum λ ca. = 1,2 μ	38	35	33	25
9		35	35	24	24
10		34	30	22	22
11		30	25	20	23
12		29	22	18	23
12		31	23	19	24
14		30	27	23	24
15		35	32	27	23

Die physikalisch nicht genau definierten Verhältnisse der Versuchsbedingungen lassen nur folgende Resultate mit Sicherheit erkennen:

Ich nehme das gekreuzte Glasgitter vorweg. Bei diesem war ein mit λ zunehmender Beugungseffekt nicht zu erwarten. Die gekreuzten Linien blenden nur rein mechanisch ab. Die Energie wird nicht aus dem Bilde herausgebeugt, sondern sie fällt größtenteils in das lang ausgedehnte Bild wieder hinein und damit auch auf das Bolometer. Wie die letzte Rubrik der Tab. 1 zeigt, ist denn auch der Bruchteil der durchgelassenen Energie im wesentlichen konstant. Die geringe Neigung der diese Werte verbindenden Geraden d (Fig. 4) ist durch die mit wachsender Wellenlänge zunehmende Absorption des Glases bedingt.

Bei dem grobmaschigen Messinggitter ist trotz der großen Gitterkonstante bereits ein Einfluß der Wellenlänge zu bemerken. Wie die Fig. 4 zeigt, neigt sich die diesem zugehörige Kurve a stärker. Die aus dem Bilde herausgebeugte Energie nimmt mit wachsender Wellenlänge zu, die scheinbar durchgelassene also ab bis zu dem Energiemaximum bei Trommelteil 12. Der neue Anstieg der Kurve läßt darauf schließen, daß ein Spektrum höherer Ordnung sich

dem ursprünglichen überlagert, das jedoch bei kleiner absoluter Energie nicht von Bedeutung ist.

Den gleichen Verlauf wie Kurve *a* des groben Gitters zeigen auch die Kurven *b* und *c* der Liesegangschen Gitter. Als neues qualitatives Resultat kommt hier dazu, daß dem Gitter mit stärker geneigter Kurve die kleinere Gitterkonstante zugehört. Da die Beugung mit abnehmender Gitterkonstante und mit zunehmendem λ wächst, so zeigt sich hier, daß die Konstante des Glasgitters kleiner ist, wie die des Drahtgitters. Der erneute Anstieg der Kurven *b* und *c* erfolgt aus dem gleichen Grunde wie bei Kurve *a*.

§ 6. Die in vorigen Paragraphen geschilderten qualitativen Vorversuche ergaben als Hauptresultat, daß der Effekt einer scheinbar stärkeren Wärmeabsorption von Gittern auf Beugung beruht. Es lag daher nahe, die Theorie solcher Gitter zum Studium der quantitativen Verhältnisse heranzuziehen, und zwar in ähnlicher Weise, wie das Du Bois und Rubens[1]) in einer Arbeit „über Polarisation ungebeugter Strahlung durch Metalldrahtgitter" getan haben. Die genannte Untersuchung erstreckte sich allerdings nur auf das von einem Gitter ungebeugt durchgelassene Hauptbild. Experimentelle Schwierigkeiten infolge der geringen Intensität der Beugungsbilder ließen die Verfasser davon abstehen, die Theorie auch bezüglich der Beugungsbilder nachzuprüfen, zumal da eine derartige Untersuchung über das damals gesteckte Ziel hinausging und auch des besonderen Interesses entbehrte.

Du Bois und Rubens übernahmen zum speziellen Studium des Hauptbildes die von J. L. Sirks[2]) für eine praktische Anwendung entwickelte Theorie, nämlich die Bestimmung der Lichtschwächung durch Messingdrahtnetze, wie sie nach Kapteyn und Scheiner bei der photographischen Himmelsaufnahme benutzt wurde.

Ich erinnere zunächst an die bekannte Beugungserscheinung eines Gitters, d. h. eines dünnen, von einer großen Zahl äquidistanter paralleler Spaltöffnungen durchzogenen Schirmes. Bringt man ein solches Gitter in den Strahlengang einer Linse, die eine spaltförmige Lichtquelle auf einem Schirm scharf abbildet, so sieht man links und rechts neben dem ungebeugt durchgelassenen Hauptbilde die eingangs schon erwähnten Beugungsbilder mit schnell abnehmender Intensität, deren Lage durch die einfache Beziehung

$$\sin \alpha_1 = \pm \frac{\lambda}{d},$$

$$\sin \alpha_2 = \pm \frac{2\lambda}{d},$$

$$\sin \alpha_3 = \pm \frac{3\lambda}{d},$$

usf. bestimmt wird.

Wie in § 4 ist mit α der Beugungswinkel bezeichnet, mit λ die Wellenlänge der Strahlung und mit d die Gitterkonstante, d. i. der Abstand zweier korrespondierender Punkte in zwei benachbarten Öffnungen des Gitters.

Wir bezeichnen mit a die Breite der spaltförmigen Öffnungen des Gitters, mit b die Breite der undurchsichtigen Gitterstreifen; dann ist die Gitterkonstante:

$$d = a + b.$$

Dazu führen wir mit Sirks das Öffnungsverhältnis des Gitters ein, den Quotienten aus Breite der Öffnungen und Gitterkonstante, das wir mit p bezeichnen wollen. Es ist

$$p = \frac{a}{a+b} = \frac{a}{d}.$$

Die Theorie ergibt folgende Beziehungen, die hier nicht abgeleitet werden sollen:

Die Intensität I_0 des ungebeugten Hauptbildes ist bestimmt durch die Gleichung

$$I_0 = p^2 \cdot I,$$

wo I die auffallende Intensität ist. Der schwächende Einfluß des Gitters wird also lediglich durch seine geometrische Schattenwirkung, unabhängig von der Wellenlänge, bestimmt.

Die Intensität eines Beugungsbildes von der Ordnungszahl n ist

$$I_n = \frac{I_0}{n^2 p^2 \pi^2} \cdot \sin^2 n p \pi = \frac{I}{n^2 p^2} \sin^2 n p \pi.$$

Aus einem einzigen Spaltbild entstehen also bei Einschaltung eines Gitters parallel zur Wellenfront symmetrisch zum ungebeugten Hauptbilde (Index $_0$) Bilder mit folgenden Intensitäten:

Ordnungszahl n =	0	1	2	3
desgl. wie rechts ←	$I p^2$	$\frac{I}{p^2} \sin^2 p\pi$	$\frac{I}{4 p^2} \sin^2 2p\pi$	$\frac{I}{9 p^2} \sin^2 3p\pi \ldots .$
	Hauptbild	Beugungsbilder		

1) Wiedemanns Annalen **49**, 593 ff., 1893.
2) Versl. en Meded. Akad. Amsterdam (3) **9**, 307, 1892.

Die Reihe ist stark konvergent, die Intensität der Beugungsbilder nimmt rasch ab. Sie wird gleich Null, wenn np eine ganze Zahl wird. Z. B. beschränkt sich die Reihe bei $p = \frac{1}{2}$ auf die Bilder ungerader Ordnungszahl.

Die von dem Gitter durchgelassene gesamte Strahlungsenergie ist $(p \cdot I)$. Auf das Hauptbild I_0 entfällt der Anteil

$$I_0 = p \cdot (p \cdot I) = p^2 I.$$

Der Anteil der Beugungsbilder ist demnach

$$x = p \cdot I - p^2 \cdot I = (1 - p)\, p I.$$

Die Energiegleichung ist dann folgende:

$$\begin{array}{ccc} pI & = & p^2 I + (1-p)\, pI. \\ \downarrow & & \downarrow \quad\quad \downarrow \\ \text{durchg. G. E.} & & \text{Hauptbild} \quad \text{Beugungsbilder} \end{array}$$

Für die Beugungsbilder gilt also

$$\sum\nolimits_2 I_u = \sum\nolimits_2 \frac{I_0}{n^2 p^2 \pi^2} \sin^2 np\pi = \sum\nolimits_2 \frac{I}{n^2 p^2}$$

$$\sin^2 np\pi = (1-p)\, pI = (p - p^2)\, I.$$

Wie man ohne weiteres sieht, bestimmt das Öffnungsverhältnis p die Verteilung der Energie zwischen Hauptbild und Beugungsbilder.

§ 7. Der von Sirks und auch von Du Bois und Rubens verfolgte Zweck war der, das Haupt- oder Zentralbild durch Beugungsgitter meßbar abzuschwächen. Im vorliegenden Falle kommt es dagegen nicht nur auf das Hauptbild an, sondern wir müssen, da der zu untersuchende Effekt auf Beugung beruht, gerade den Beugungsbildern unser Hauptinteresse schenken.

Die Energiegleichung aus § 6

$$(pI) = p\,(pI) + (1-p)\,(p \cdot I)$$

können wir dadurch vereinfachen, daß wir willkürlich die auffallende Energie $I = 1$ setzen. Es ergibt sich dann die Gleichung

$$p = p^2 + (1-p)\,p = p^2 + (p - p^2).$$

In dieser Gleichung stellt p die von dem Gitter durchgelassene gesamte Energie dar, p^2 entfällt auf das Hauptbild, $(p - p^2)$ auf die Beugungsbilder. Um übersehen zu können, wie sich die Energieverteilung mit p ändert, sind in Tabelle 2

Tabelle 2.

p	p^2	$p - p^2$	$\frac{p - p^2}{p^2}$
0,9	0,81	0,09	11
0,8	0,64	0,16	25
0,7	0,49	0,21	43
0,6	0,36	0,24	67
0,5	0,25	0,25	100
0,4	0,10	0,24	150
0,3	0,09	0,21	233
0,2	0,04	0,16	400
0,1	0,01	0,09	900

die zwischen 0 und 1 liegenden, je um 0,1 verschiedenen Werte von p nebst den zugehörigen von p^2 und $p - p^2$ aufgeführt. $p = 1$ entspricht der Fall, daß die Energie völlig ungeschwächt durchgeht. Dieser Fall, sowie der $p = 0$, wo völlige Absorption eintritt, hat für unsere Zwecke keine Bedeutung.

Wie man aus der Tabelle ersieht, nimmt die Intensität des Hauptbildes proportional mit p^2 sehr rasch ab, während die der Beugungsbilder bis $p = 0{,}5$ erst zu- und dann gleichförmig wieder abnimmt. Die vierte Spalte enthält das Verhältnis der gebeugten Energie zur ungebeugten, das noch stärker wie $\frac{1}{p^2}$ wächst. Je kleiner also p ist, um so mehr Energie geht in die Beugungsbilder relativ zum Hauptbild. Die Tabelle 2 gestattet bereits bezüglich der praktischen Anwendung der Gitter einige Schlüsse zu ziehen. Man wird mit p nicht allzuweit hinuntergehen dürfen, um relativ mehr Energie in die Beugungsbilder zu bekommen, da der Lichtverlust mit der wachsenden geometrischen Schattenwirkung einen erheblichen Verlust an aufgewandter Energie in sich schließt, mit dem man in der Praxis nie gern arbeitet. Jedoch ist man, wie die Tabelle zeigt, gegebenenfalls in der Lage, die Hauptenergie tatsächlich nur durch geeignete Wahl von p den Beugungsbildern zuzuführen.

§ 8. Zur qualitativen Prüfung der theoretischen Ergebnisse habe ich Messungen mit mehreren Drahtgittern und den Liesegangschen Gittern angestellt. Ich schicke den Ergebnissen dieser Messungen eine Tabelle (3) voraus, die die mittels Mikrometer und Mikroskop ermittelten Konstanten der untersuchten Gitter enthält. Die aus diesen Konstanten berechneten Werte von p, bzw. die zugehörigen Energien, sollen später mit den bolometrischen Energiemessungen verglichen werden.

Tabelle 3.

Bezeichnung des Gitters	Breite der Streifen $= b$	Breite der Öffnungen $= a$	Gitterkonstante $= d$	p_1	$p = p_1^2$
I	0,35 mm	0,76 mm	1,1 mm	0,64	0,41
II	0,39 „	0,52 „	0,91 „	0,57	0,33
III	0,32 „	0,59 „	0,91 „	0,65	0,42
IV	0,24 „	0,385 „	0,625 „	0,62	0,38
V	0,20 „	0,326 „	0,526 „	0,62	0,38
VI	0,18 „	0,32 „	0,50 „	0,64	0,41
LD	0,09 „	0,142 „	0,232 „	0,61	0,37
LG	0,09 „	0,11 „	0,20 „	0,55	—
D	0,05 „	0,06 „	0,11 „	0,55	—

Hierzu ist zu bemerken: Die Gitter I—VI sind aus Messingdrahtgaze gefertigt, sehr grobmaschig, wie die Gitterkonstante erkennen läßt,

und im Handel zu haben. *LD* ist das wesentlich feinere Liesegangsche Gitter aus Messinggaze, *LG* das Liesegangsche Glasraster und *D* ein nach dem von Du Bois und Rubens mitgeteilten Verfahren gewickeltes Drahtgitter. Dieses war — als einziger Versuch — nicht gerade „geisterfrei", aber für den Zweck ausreichend. Die beiden letzten Gitter sind Strichgitter im Gegensatz zu den anderen sieben, die Kreuzgitter darstellen. Für diese letzteren ist die Frage bezüglich der Bestimmung von p noch offen.

Nach Sirks wirken „Kette" und „Einschlag" des Drahtgewebes so, als ob zwei Gitter, eines mit dem p der Kette, das andere mit dem p des Einschlages hintereinandergeschaltet wären. Da bei den aufgezählten Gittern Kette und Einschlag nicht stark verschieden waren, so ist das Öffnungsverhältnis für die Kreuzgitter

$$p = p_1 \cdot p_1 = p_1^2$$

zu setzen, wo p_1 das aus a, b und d für ein Drahtgitter ohne Einschlag zu ermittelnde Öffnungsverhältnis ist.

§ 9a. Mit Hilfe der in § 3 beschriebenen bolometrischen Meßvorrichtung konnte eine qualitative Prüfung der Theorie ausgeführt und die Verteilung der Energie auf Hauptbild und Beugungsbilder ermittelt werden. Streng genommen hätte für eine genaue quantitative Prüfung die Lichtquelle zum mindesten punktförmig sein müssen, um die gleichzeitige Wirkung von mehreren Beugungsbildern höherer Ordnung, die bei den großen Gitterkonstanten sich teilweise überdecken, auszuschließen. Da hierdurch aber die Messungen bedeutend schwieriger geworden wären, und eine derartige Sorgfalt für den zu untersuchenden groben Effekt nicht lohnte, so wurden alle Messungen mit der schon früher benutzten linearen Lichtquelle, dem Nernststift, und mit dem erwähnten Linearbolometer ausgeführt. Bei den Resultaten mußte dann allerdings den vereinfachten Versuchsbedingungen Rechnung getragen werden.

Dies geschah durch folgende Überlegungen. Wären Lichtquelle und Bolometer punktförmig oder von kleiner Fläche, wie im praktischen Falle der Bogenlampenkrater und das mit dem Kondensor zu beleuchtende Objekt, so würde ein Drahtnetz mit dem Öffnungsverhältnis $p = p_1^2$ für das Hauptbild folgende Intensität liefern:

$$I_0 = p_1^2 \cdot p_1^2 I = p_1^4 I.$$

Bei Anwendung einer spaltförmigen Lichtquelle mit parallelem linearen Bolometer ändern sich die Intensitätsverhältnisse in der Weise, daß das Hauptbild, durch die die parallele „Kette" die Intensität $p_1^2 I$ erhalten würde, die für den „Einschlag" nun als auffallende Energie zu betrachten ist. Durch diesen wird bei gleichen Konstanten $p_1 \cdot (p_1^2 I)$ Gesamtenergie durchgelassen. Diese trifft das Bolometer völlig, da die Beugung in Richtung der Längsausdehnung des Bolometers erfolgt. Der Einschlag wirkt also, wie in § 5 das gekreuzte Glasgitter, rein geometrisch abschattend; Hauptbild und Beugungsbilder fallen gleichzeitig auf das Bolometer. Die Intensität des Hauptbildes wird demnach

$$I_0 = p_1^3 I$$

sein.

Da außerdem bei großer Gitterkonstante in das Hauptbild des Stiftes mit einer Breite von mehr als 1 mm noch Energie von den senkrecht liegenden Beugungsbildern nach der Formel $\sin \alpha = \frac{\lambda}{d}$ hineinfallen kann, so werden die Werte für das Hauptbild größer wie $p_1^3 I$ ausfallen, und zwar um so größer, je größer d ist.

Tabelle 4 enthält für die 9 Gitter die gemessenen Intensitäten im Hauptbild, und zwar die der Lichtenergie und der Gesamtenergie gesondert. Die Trennung der Lichtstrahlung von der Gesamtstrahlung wurde in der bereits mehrfach erprobten Weise durch Einschaltung eines Ferroammoniumsulfatfilters erzielt.

Tabelle 4.

Bezeichnung des Gitters	Gitterkonstante	p_1^3 berechnet	Energie im Hauptbild in Proz. der auffallenden	
			Lichtenergie	Gesamtenergie
I	1,11 mm	0,26	45	45
II	0,91 „	0,19	31	22
III	0,91 „	0,27	40	37
IV	0,63 „	0,24	33	28
V	0,53 „	0,24	35	29
VI	0,50 „	0,26	32	26
LD	0,23 „	0,23	28	19
LG	0,20 „	0,20	16	12
D	0,11 „	0,30	20	19

Bei den ersten Gittern ist die gemessene Licht- und Gesamtenergie stets größer wie die berechnete. Mit abnehmender Gitterkonstante aber wird das Hauptbild freier von der den Beugungsbildern zugehörigen Energie; die gemessenen Werte nähern sich den berechneten. Da die Beugung mit abnehmendem d für die Wärmestrahlen schneller wächst, so muß die Wärmeenergie in jedem Falle kleiner sein, wie die Lichtenergie, was klar aus Tabelle 4 zu ersehen ist. Die kleinen Werte für *LG* sind durch die Glasabsorption veranlaßt. Bei *D* ist die größere Abweichung mit der nur annähernd auszuführenden Berechnung von p_1^3 zu erklären. Der

Liesegangsche Effekt scheinbar ungleichmäßiger Absorption von Licht- und Wärmestrahlen tritt schon hier bei dem Bruchteil der im Hauptbild enthaltenen gebeugten Energie deutlich hervor.

b) Eine Variation von p kann durch Drehung des Gitters um die zum Nernststift parallele Achse bewirkt werden. Bei unveränderter Breite der undurchsichtigen Gitterstreifen wird die Öffnungsbreite der Spalten kleiner. Die neuen Werte von a und d werden:

$$a' = d \cdot \cos\beta - b,$$
$$d' = d \cdot \cos\beta.$$

Demnach wird

$$p' = \frac{a'}{d'} = \frac{d \cdot \cos\beta - b}{d \cdot \cos\beta} = 1 - \frac{b}{d \cdot \cos\beta},$$

wo mit β der Drehungswinkel bezeichnet ist. Diese Formel gilt nur für die Strichgitter LG und D. Für diese ist die Intensität des Hauptbildes

$$I_0 = p'^2 \cdot I = \left(1 - \frac{b}{d \cdot \cos\beta}\right)^2 \cdot I.$$

Dagegen ist sie bei den Drahtnetzen in gleicher Weise um p verkleinert, wie bei den in § 9a untersuchten Bedingungen. Die Intensität des Hauptbildes ist also für die Netze

$$I_0 = p \cdot p'^2 \cdot I = \left(1 - \frac{b}{d \cdot \cos\beta}\right)^2 \cdot p \cdot I.$$

Der Einfluß einer Drehung um 45^0 ist aus den in Tabelle 5 niedergelegten Messungen zu ersehen.

Tabelle 5.

Bezeichnung des Gitters	I_0 berechnet	I_0 gemessen Lichtenergie	I_0 gemessen Gesamtenergie
VI	14,2 Proz.	19,2 Proz.	14,0 Proz.
LD	11,8 „	12,0 „	12,5 „
LG	12,9 „	17,2 „	11,1 „
D	12,3 „	12,9 „	10,2 „

Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ist befriedigend.

§ 10. Es ist früher darauf hingewiesen worden, daß lediglich das Öffnungsverhältnis p die Energieverteilung zwischen Hauptbild und Beugungsbildern in Summe bestimmt. Es bleibt nun noch die wichtige Frage zu beantworten, wie die Energieverteilung auf die einzelnen Beugungsbilder mit wechselndem p erfolgt. Wir greifen zurück auf die früheren Formeln

$$\underbrace{pI}_{\text{Energie der Beugungsbilder}} = p^2 I + (p - p^2) I$$

und

$$I_n = \frac{I_0}{n^2 p^2 \pi^2} \sin^2 n p \pi = \frac{I}{n^2 p^2} \cdot \sin^2 n p \pi.$$

Von den Beugungsbildern sollen nur die ersten drei untersucht werden. Es ist:

$$I_1 = \frac{I}{\pi^2} \sin^2 p\pi,$$
$$I_2 = \frac{I}{4\pi^2} \sin^2 2p\pi,$$
$$I_3 = \frac{I}{9\pi^2} \sin^2 3p\pi.$$

Die Energien der ersten drei Beugungsbilder sind nebst denen der Hauptbilder für verschiedene Werte von p berechnet und in Tabelle 6 zum Vergleich zusammengestellt.

Tabelle 6.

p	I_0	I_1	I_2	I_3	$\sum_1^3 2I_n + I_0$
0,3	0,09	0,0665	0,0228	0,0011	0,2708
0,4	0,16	0,0865	0,0096	0,0040	0,3602
0,5	0,25	0,1130	0,——	0,0041	0,4842
0,6	0,36	0,0912	0,0088	0,0039	0,5678
0,7	0,49	0,0524	0,0226	0,0010	0,6420

Man ersieht, daß von gleicher Größenordnung wie die Energie des Hauptbildes nur noch die des ersten Beugungsbildes ist. Eine Addition sämtlicher Energiewerte ergibt mit geringer Abweichung bereits die überhaupt vom Gitter durchgelassene Intensität pI

$$\sum_1^3 2I_n + I_0 = 0{,}2708 \leq 0{,}3 \text{ usw.}$$

Die Intensität des Hauptbildes nimmt mit wachsendem p exponentiell zu, während die der Beugungsbilder Maxima bzw. Minima aufweisen. Am deutlichsten zeigt eine graphische Darstellung die relativen Energiewerte. In Fig. 5

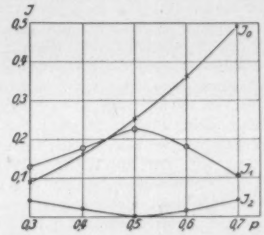


Fig. 5.

sind die Intensitäten von I_0, I_1 und I_2 als Funktion von p dargestellt. Die Werte von I_3 sind für eine Darstellung im gleichen Maßstabe wie von I_0 bereits zu klein und daher fortgelassen.

Aus der Figur wie aus der Tabelle ist zu ersehen, daß für unsere Zwecke überhaupt nur das erste Beugungsbild neben dem Hauptbild in Betracht kommt.

Infolgedessen versuchte ich die Energie der

ersten Beugungsbilder wenigstens der Größenordnung nach zu ermitteln. Zu diesem Zwecke wurden die Bilder I_1 links und rechts von I_0 bei den Gittern LG und D gemessen. Auch hier wurde wieder die Trennung von Licht- und Wärmeenergie vorgenommen, ohne Berücksichtigung der Frage, ob das Verhältnis beider sich im Vergleich zum Hauptbild geändert hat. Das sichtbare Beugungsbild muß dann relativ wenig Wärmeenergie enthalten. Tabelle 7 enthält die Resultate.

Tabelle 7.

Energie im ersten Beugungsbild.

Bezeichnung des Gitters	Berechnet	Lichtenergie links	Lichtenergie rechts	Wärmeenergie links	Wärmeenergie rechts
LG	0,105	0,053	0,065	0,022	0,025
D	0,105	0,062	0,069	0,035	0,035

Die gemessenen Werte sind viel kleiner wie die berechneten. Es liegt das daran, daß nicht das ganze Beugungsbild abgebildet werden konnte. Sieht man hiervon ab und auch davon, daß die Glasabsorption wieder die Werte für LG stark gedrückt hat, so tritt doch folgendes Resultat klar zutage. Das sichtbare erste Beugungsbild ist fast frei von Wärmestrahlen. Die nach der Rechnung zu erwartende Energie ist drei- bis viermal so groß wie die gemessene. Trotz der großen Gitterkonstanten wird die Wärmeenergie aus dem sichtbaren ersten Beugungsbilde fast völlig herausgebeugt.

§ 11. Tabelle 6 und 7 erlauben völlig die günstigsten Bedingungen für den Liesegangschen Effekt aufzusuchen. Da dieser im wesentlichen darauf beruht, daß man die Lichtenergie der ersten bzw. des ersten Beugungsbildes noch mit der des Hauptbildes zusammen ausnützt, und die Wärmeenergie der Beugungsbilder aus dem Lichtkegel herausbeugt, so wird man in den Fällen, wo es auf Energie nicht ankommt, p möglichst klein wählen. Je kleiner p ist, um so mehr Energie wandert relativ in die Beugungsbilder, von der die Wärmeenergie dann aus dem Lichtbilde verschwindet. Will man dagegen mit möglichst kleinem Verlust an aufgewandter Energie arbeiten, und dabei möglichst viel Energie in die Beugungsbilder bekommen, so ist p nahe dem Maximum von I_1 zu wählen. Der günstigste Wert von p liegt in der Nähe von 0,5. Bei einem Gitter mit $p = 0{,}5$ wird die Lichtstrahlung auf 0,47 geschwächt, während die Wärmewirkung auf viel kleinere Bruchteile heruntergedrückt wird.

§ 12. Neben dem günstigsten Öffnungsverhältnis ist auch die Gitterkonstante geeignet zu wählen, und zwar je nach dem Abstand zwischen Kondensor und zu beleuchtendem Objekt. Ein Beispiel mag das zeigen. Die ersten Beugungsbilder müssen noch in Nähe des Hauptbildes liegen, oder besser noch in dieses hineinragen, um mit zur Beleuchtung verwandt werden zu können. Das Hauptbild habe einen Durchmesser von 2 mm und einen Abstand von 250 mm vom Kondensor. Aus diesen Angaben berechnet sich die erforderliche Gitterkonstante zu 0,15 mm. Es ist das die Größenordnung der Gitter LD, LG und D. Die Wärmewirkung des zur Beleuchtung dienenden Lichtkegels muß dann praktisch um die Wärmeenergie der ersten Beugungsbilder vermindert sein, wie es in § 11 auch gefunden ist.

Geeignete Drahtnetze lassen sich leicht herstellen. Eine Variation von p läßt sich nach meinen Versuchen durch Auswalzen ausführen. Vielleicht gelangt man auch auf photographischem Wege durch Verkleinerung einer Strichzeichnung mit gewünschtem p zu brauchbaren Gittern.

Endlich sei bemerkt, daß die von Liesegang angegebene Methode mit Vorteil nur bei der Beleuchtung kleiner Objekte Anwendung finden kann, so z. B. bei der Einstellung des Projektionsmikroskops, ferner in der Kinematographie da, wo es gilt, einzelne Bilder aus einem Film länger zu zeigen, und in ähnlichen Fällen.

Göttingen, den 28. Mai 1911.

(Eingegangen 30. Mai 1911.)

Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von A. Esau.

Der Einfluß der verschiedenen Beschaffenheit der Atmosphäre auf die Dämpfung eines Senders ist vielfach Gegenstand der Untersuchung gewesen, wobei sich entweder ein vollkommen negatives, oder nur ein ganz schwaches, unsicheres positives Resultat ergeben hat.

Das negative Ergebnis jener Untersuchungen rührt wohl daher, daß man eine sehr bedeutende Dämpfungsänderung erwartet hatte, die im allgemeinen nicht vorhanden ist, und daß die angewandten Meßmethoden nicht empfindlich genug waren.

Aus der Reihe der vorliegenden Arbeiten seien hier nur zwei hervorgehoben, die von Herrn Mosler[1]), der eine Änderung der Dämpfung nicht konstatieren konnte, und die von Herrn Güldenpfennig[2]), die einen Einfluß des Regens im Sinne einer verminderten Energie-

1) Mosler, E.T.Z. **30**, 302, 1909.
2) Güldenpfennig, Diss., Halle 1911.

übertragung ergab ohne Änderung der Sender- und Empfängerdämpfung.

Die in der Praxis längst bekannte Tatsache, daß die Übertragung abhängig ist von Tag und Nacht, Regen usw., legte die Vermutung nahe, daß doch ein Einfluß vorhanden sein mußte, und deshalb wurde das ganze Problem mit empfindlicheren Meßanordnungen und Häufung der Beobachtungen nochmals untersucht.

Es werden hier nur kurz die Hauptresultate angeführt werden. Die ausführlicheren Mitteilungen über Versuchsanordnung, Methode und Resultate sollen einer demnächst erscheinenden Abhandlung vorbehalten bleiben.

Die atmosphärischen Einflüsse müssen in ihrer Wirkung auf die Dämpfung getrennt werden in zwei Hauptgruppen:

1. gröbere, hervorgerufen durch Reif, Regen und Schnee,
2. schwächere, die ihren Ursprung haben in der verschiedenen luftelektrischen Beschaffenheit der Atmosphäre.

1. Die ersteren haben eine bedeutende Vermehrung der Dämpfung zur Folge. Die stärkste Zunahme bis zu 200 Proz. tritt ein bei bereiftem oder mit Eis bedecktem Luftleiter.

Regen wirkt etwas schwächer bis zu 100 Proz., noch schwächer Schnee bis 50 Proz.

Die Wirkung des Regens kann nicht einer Verschlechterung der Isolation zugeschrieben werden, was durch eine besondere Untersuchung festgestellt wurde.

Hand in Hand mit der Vergrößerung der Dämpfung geht eine Vermehrung der Antennenkapazität, die eine Verstimmung des Luftleiters gegen den Primärkreis, und damit eine geringere Energieaufnahme des ersteren zur Folge hat. Sie kann bis zu 5 Proz. betragen. Im Gegensatz zum Vorigen bewirkt Nebel keine Dämpfungsänderung. Bei sehr feuchtem, wasserhaltigem Nebel ist zwar eine geringe Zunahme der Dämpfung zu beobachten, doch liegt sie hart an der Grenze der Beobachtungsfehler, die etwa 2—3 Proz. beträgt. Desgleichen tritt hier auch keine Änderung der Antennenkapazität ein.

2. In weit geringerem Maße wird die Dämpfung durch die verschiedene luftelektrische Beschaffenheit der Atmosphäre beeinflußt. Die Dämpfungsänderungen betrugen hier etwa 8—20 Proz. und erfolgten mit großer Regelmäßigkeit, wodurch sie ihren Zusammenhang mit dem elektrischen Verhalten der Atmosphäre verrieten.

Das letztere wurde untersucht nach einer von Herrn K. E. F. Schmidt[1]) angegebenen Methode. Die Versuchsanordnung ergibt sich aus der folgenden Fig. 1.

Die vom Luftleiter L über die Schlömilchzelle Z zur Erde abwandernden Ionen rufen im

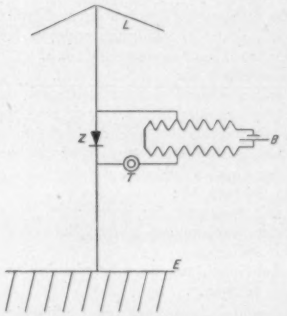


Fig. 1.

Telephon T knackende Geräusche hervor, deren Zahl z in einer bestimmten Zeit (5 Minuten) beobachtet wird. Die gleichzeitige Messung der Dämpfung ergab einen vollkommen parallelen Verlauf beider Elemente. Mit wachsender Zahl nimmt die Dämpfung des Senders zu, wie aus den Fig. 2 und 3 hervorgeht.

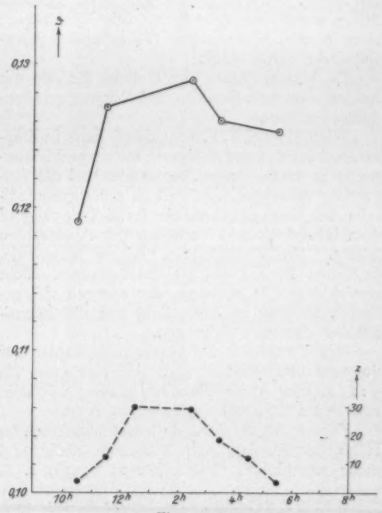


Fig. 2 u. 3.

1) K. E. F. Schmidt, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **2**, 169, 1908.

Mit der soeben beschriebenen Versuchsanordnung sind vom Dezember vorigen Jahres ab stündliche Beobachtungen der Störungszahlen gemacht worden, wobei sich die folgenden Resultate ergeben haben.

Die Störungszahlen befolgen dieselben Gesetze, wie die nach bekannten anderen Methoden gemessenen Zerstreuungswerte, d. h.

sie nehmen zu:

mit wachsender Durchsichtigkeit der Luft,
mit abnehmender relativer Feuchtigkeit,
mit wachsender Windgeschwindigkeit,
bei Kumulusbildung, und insbesondere
bei Gewitterbildung.

Sie nehmen ab:

mit zunehmender Bewölkung,
mit wachsendem Dunstgehalt der Atmosphäre,
bei Nebel, wo sie sehr niedrige Werte erreichen.

Sie sind schwankend und unbestimmt bei Niederschlägen.

Im allgemeinen nimmt ihre Zahl mit zunehmender Erhebung über den Erdboden außerordentlich stark zu (beobachtet wurde bis zu Höhen von 30 m).

Indessen ist das Verhältnis für zwei bestimmte Höhen großen Schwankungen unterworfen, ja es gibt sogar Tage, wo bis zu einer bestimmten Höhe eine Zunahme erfolgt, dann eine starke Abnahme, schließlich oberhalb einer gewissen Höhe wieder ein Ansteigen. Die Verhältnisse sind in dem beobachteten Höhenbereich jedenfalls sehr wenig stabil.

Es konnte ferner die tägliche Periode mit ausgesprochenem Sommer- und Wintertypus konstatiert werden.

Schon Herr K. E. F. Schmidt[1]) hatte in Empfangssystemen regelmäßig um Mittag und Mitternacht starke Störungen beobachtet und die Vermutung ausgesprochen, daß es sich um periodische Vorgänge handele, die ihren Ursprung in dem luftelektrischen Verhalten der Atmosphäre hätten. Die Winterkurven zeigen einen viel ruhigeren Verlauf wie die des Sommers. Nicht nur sind die Absolutwerte der ersteren viel geringer, sondern auch die Zahl und die Intensität der einzelnen Störungen.

Das Verhältnis der Maximalamplituden für Sommer und Winter ergab sich hier etwa wie 5 : 1 in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Herrn Ebert[2]) angegebenen Wert.

Ferner zeigte sich, daß mit abnehmender Höhe der Anstieg zum Maximum mehr und mehr nachhinkte. Die Differenz betrug z. B. zwischen einer Höhe von 2 und 30 m ca. vier Stunden.

Auch konnte ein Einfluß des Beobachtungsortes und der verschiedenen Formen des Luftleiters (insbesondere ob mit Gegengewicht oder mit Erde) beobachtet werden.

Auf der hiesigen Station gesammeltes Beobachtungsmaterial von 1908—1911 ergab eine jährliche Periode mit einem Doppelmaximum im Juni und August, einem sekundären Maximum im Dezember; ferner einem Hauptminimum im Juli und zwei weiteren im Februar bezw. März und im Oktober.

Die Winter- und Herbstmonate zeigen durchweg sehr geringe Störungszahlen.

Die obige Methode wurde schließlich noch so abgeändert, daß die vom Luftleiter zur Erde abfließenden Elektrizitätsmengen durch den Ausschlag eines Edelmannschen Saitengalvanometers gemessen wurden, das an Stelle des Telephons in die umseitige Versuchsanordnung eingeschaltet war. Durch Regulierung der Spannung an den Polen der Zelle kann die Empfindlichkeit in weiten Grenzen geändert werden. Die Größe der einzelnen Entladungen variiert außerordentlich stark und kann auf diese Weise exakter bestimmt werden wie mit der Hörmethode.

Ferner ist durch die Verwendung des Galvanometers die Möglichkeit gegeben, den Verlauf der Störungen entweder photographisch oder unter Zuhilfenahme eines Relais zu registrieren.

Der Vorteil der Methode liegt in der geringen Trägheit der Apparate, die Momentenwerte zu bestimmen gestattet, in ihrer einfachen, sehr bequemen Handhabung, und vor allen Dingen in der vollständigen Unabhängigkeit von Wind und Niederschlägen.

Halle a/S., Physikalische Versuchsstation, 7. Sept. 1911.

(Eingegangen 12. September 1911.)

1) K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 133, 1907.
2) Ebert, diese Zeitschr. 11, 389, 1910.

Über absolute Lichtmessung. Ein Vorschlag zur Aufstellung einer endgültigen Lichtnormale.

Von R. A. Houstoun.

Die Messung der Intensität einer Lichtquelle ist bekanntlich ein ziemlich unbefriedigender Prozeß. Das Auge kann die Intensität des Lichtes nicht schätzen; es kann nur beurteilen, ob die Beleuchtung zweier anliegenden Flächen gleich ist. Wollen wir z. B. die Intensität einer Metallfadenlampe bestimmen, so vergleichen wir sie mit einer Hefnerlampe und sagen, wenn gleichmäßige Beleuchtung erzielt ist, daß dann die Intensitäten sich umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen vom Photometerkopf verhalten. Streng genommen jedoch ist diese Methode nur

anwendbar, wenn die Farben zweier Lichtquellen, oder genauer, wenn die Energieverteilung in den Spektren der beiden Lichtquellen die gleiche ist; denn die relative Helligkeit der verschiedenen Farben eines Spektrums variiert mit der Intensität des Spektrums. Abney gibt zwei wohlbekannte Kurven an, die dies illustrieren[1]). Die eine gibt die relative Helligkeit der verschiedenen Farben eines Spektrums von gewöhnlicher Intensität an, deren Maximum im Orangen liegt, die andere bezieht sich auf ein Spektrum mit derselben Energieverteilung, aber von einer Intensität von weniger als $^1/_{100}$ Fußkerzen, wobei nun das Maximum im Grünen liegt. Haben wir daher eine außerordentlich lange Photometerbank, und vergleicht ein Beobachter mit normaler Farbenempfindlichkeit die Intensitäten einer Metallfadenlampe und einer Hefnerlampe, indem er zuerst die letztere in 1 Fuß Entfernung vom Photometerkopf bringt und hinterher in eine Entfernung von mehr als 100 Fuß, so wird er in beiden Fällen nicht dasselbe Resultat erhalten. Im ersten Fall würde infolge der rötlichen Färbung der Hefnerlampe die Intensität der Metallfadenlampe kleiner erscheinen. Vergleicht nun ein zweiter Beobachter, dessen Farbenempfindlichkeit etwas anormal ist, die Lampen in der ersten Lage, so erhielte er ein drittes Resultat.

In der Praxis natürlich entsteht keine solche Schwierigkeit, weil die zu vergleichenden Lichtquellen meistens dieselbe Farbe haben und weil die Beleuchtung des Photometerfeldes nicht in einem großen Bereich variiert. Jedoch sollte eine normale Lichteinheit für alle denkbaren Fälle genügen, doch sind wir augenblicklich nicht in der Lage, in befriedigender Weise durch unsere Normalen ein für allemal die Leuchtkraft in Kerzen, z. B. einer Quecksilberbogenlampe, zu bestimmen. Um präzise zu sein, müssen wir zuallererst die normale Lichtempfindlichkeit des Beobachters spezifizieren und die Beleuchtung der zu vergleichenden Felder angeben. Es ist natürlich das Purkinjesche Phänomen, welches diese Schwierigkeiten verursacht, infolge des Wechsels der Wahrnehmung durch die Stäbchen und durch die Zapfen. Und gerade im Bereiche der gewöhnlich verwandten Beleuchtung von 1—100 Meterkerzen findet dieser Wechsel der Wahrnehmung durch Stäbchen und Zapfen statt.

Ich glaube nun, daß es möglich ist, die Photometrie verschieden gefärbten Lichtes auf eine feste Grundlage zu bringen, soweit wenigstens die letzten Messungen in Frage kommen, indem wir sie aus dem Gebiete der Physiologie ganz und gar in das Gebiet der Elektrizität überführen, die eine viel exaktere Wissenschaft ist.

Warum können wir nicht die Kerzenstärke mit Hilfe eines Thermoelementes bestimmen? Einfach deshalb, weil das Thermoelement die gesamte ausgestrahlte Energie angibt. Die Energie einer jeden Strahlung erhält unabhängig von der Wellenlänge denselben Wert. Nun wirkt die ultrarote und die ultraviolette Strahlung durchaus nicht auf das Auge, und der Lichteffekt ein und derselben Energiemenge ist viel größer vom mittleren Teil des Spektrums als von den Enden. Wenn wir vor das Thermoelement ein Lichtfilter bringen, welches die Eigenschaft hat, die ultrarote und die ultraviolette Strahlung vollkommen abzublenden und die Energie des sichtbaren Spektrums im umgekehrten Verhältnis zu ihrem Lichteffekt aufs Auge zu vermindern, d. h. wenn wir jede Strahlung nach ihrer Sichtbarkeit einschätzen, so wird die Ablenkung proportional dem erhaltenen Licht sein. Diese Kombination von Filter und Thermoelement bildet eine Art elektrisches Auge, welches die Eigenschaft besitzt, die ein menschliches Auge nicht hat, nämlich die Eigenschaft, die Intensität des Lichtes, welchem es ausgesetzt ist, zu registrieren[1]).

Die relative Empfindlichkeit für Licht verschiedener Wellenlänge und Intensität ist bis jetzt nur für ein Auge bestimmt worden, und zwar für dasjenige von Prof. A. König, und die Resultate sind in einer sehr handlichen Tabelle in einer Arbeit von P. G. Nutting[2]) zusammengestellt.

1) „Colour Vision", S. 103.

1) Nachdem ich diese Arbeit geschrieben hatte, wurde mir mitgeteilt, daß ein Versuch, diese Methode praktisch auszuführen, schon durch Ch. Féry („Photométrie à lecture directe: Rendement optique de quelques luminaires", Journ. de Phys. **4**, 638, 1908) gemacht worden ist. Er gebrauchte eine wäßrige Lösung von Kupriazetat und ein Radiomikrometer und wählte dieselbe gesamte Dicke für die Wasserschicht, wie ich, nämlich 4 cm. Er hat aber die Sache nicht näher untersucht und gibt nicht den Bruchteil des durch sein Filter gegangenen Lichtes für keinen Teil des Spektrums an. Kupriazetat allein kann keine reine Absorption in Violett ergeben. Ich habe ebenfalls ein Radiomikrometer benutzt, und komme zu dem Ergebnis, daß er dem in dieser Arbeit beschriebenen Apparat in bezug auf Empfindlichkeit nachsteht, obwohl er die Vorteile der Einfachheit und Billigkeit besitzt.

In einer wohlbekannten Arbeit („A Preliminary Study for a New Standard of Light", Electrician **50**, 1012, 1902/3) schlägt J. E. Petavel vor, die Strahlung des glühenden Platins auf zwei Thermoelemente auffallen zu lassen, wobei vor einem ein Glasfilter und vor dem andern ein Filter aus „schwarzem Flußspat" sich befindet, und das Verhältnis der Ablenkungen als Mittel zu gebrauchen, die Temperatur des Platins zu bestimmen. Die Helligkeit des letzteren, gemessen bei einer bestimmten Temperatur mit Hilfe eines Photometers, soll als Normale dienen. Seine Arbeit ist demnach nach anderen Gesichtspunkten ausgeführt. Schwarzer Flußspat scheint mir überhaupt für seine Zwecke ein zu unbestimmter Stoff zu sein.

2) „The Luminous Equivalent of Radiation", Bull. Bureau of Standards **5**, 279, 1908.

Die Farbenempfindlichkeit von Prof. A. König war eine normale, und so können wir, in Ermangelung anderer Daten, diese Tabelle als maßgebend für ein durchschnittliches menschliches Auge ansehen.

Wir müssen bei der Wahl eines Filters ein solches festlegen, welches einer präzisen Reproduktion fähig ist. Hierdurch werden die gefärbten Gläser ausgeschlossen, außer wenn sie unter gleichen Bedingungen angefertigt worden sind. Wir müssen uns daher auf Flüssigkeiten in Glasgefäßen beschränken. Die im Handel vorkommenden Farben von unbestimmter Zusammensetzung sind demselben Einwande, wie die gefärbten Gläser, unterworfen. Salzlösungen, deren Konzentration variiert werden kann, bieten uns einen größeren Spielraum und sind deshalb einer Flüssigkeit von bestimmter Zusammensetzung vorzuziehen. Im Physikalischen Laboratorium der Universität Glasgow wird jetzt eine Reihe von Untersuchungen ausgeführt über die Absorption des Lichtes durch wäßrige Lösungen anorganischer Salze im Ultraviolett, im sichtbaren Spektrum und im Ultrarot. Infolgedessen bin ich im Besitze einer Anzahl Daten, die andern augenblicklich nicht zugänglich sind, und habe kein Bedenken, hieraus zu folgern, daß das passendste Filter eine 3 cm dicke Kupfersulfatlösung in Wasser ist, von einer Konzentration von 0,2 g/Mol. per Liter, und hinterher eine 1 cm dicke Schicht von Kaliumdichromat, von einer Konzentration von 0,0025 g/Mol. per Liter. Ich habe acht verschiedene im Handel vorkommende Gläser untersucht, von dem kein einziges irgendwelchen Nutzen für unseren Zweck hatte, da sie alle das kurzwelligere Ultrarot nicht abblendeten.

Die Absorption des Lichtes durch eine wäßrige Lösung anorganischer Salze geschieht nach folgender Gleichung:

$$J = J_0\, 10^{-Acd},$$

wo also A definiert ist als der molekulare Extinktionskoeffizient des Salzes für die entsprechende Wellenlänge. J_0 ist die anfängliche Intensität des Lichtes und J diejenige nach dem Durchgang einer d cm dicken Schicht der Lösung und c die Konzentration in g/Mol. per Liter. In gewissen Grenzen können wir A als unabhängig von c annehmen.

Die folgenden Tabellen geben die Werte von A an für die beiden in Frage kommenden Salze im Ultraviolett und für das Kupfersulfat im Ultrarot. Die entsprechenden Werte für das sichtbare Spektrum sind schon von Grünbaum[1]), A. S. Russell[2]) und dem Verfasser[2]) bestimmt worden. Die Werte im Ultrarot für Kupfersulfat sind mit Hilfe eines linearen Thermoelementes bestimmt worden, wobei als Lichtquelle eine Nernstlampe diente. Die Werte für das Ultraviolett sind mit Hilfe eines Quarzphotometers erhalten worden, dessen Originalzeichnung von John S. Anderson und dem Verfasser angefertigt ist und dessen Beschreibung eben publiziert wird. Es ist natürlich unmöglich, infolge der Absorption des Wassers weitere Werte für das Ultrarot anzugeben. Das Kaliumdichromat übt keine bemerkbare Absorption im Ultrarot aus, unabhängig von der Konzentration und Dicke des Filters.

Ultrarot.

λ	A $CuSO_4, 5H_2O$ $c = 0{,}03435$	λ	A $CuSO_4, 5H_2O$ $c = 0{,}03435$
μ		μ	
0,684	6,36	0,910	9,1
0,720	9,8	0,980	7,1
0,750	11,5	1,07	5,8
0,794	11,7	1,17	4,1
0,850	11,1	1,27	3,0

Ultraviolett.

$CuSO_4, 5H_2O$			$K_2Cr_2O_7$		
c	λ	A	c	λ	A
	μ			μ	
0,01	0,267	52,0	0,0001	0,241	7 160
0,03	0,278	34,0	—	0,269	11 100
0,05	0,282	20,2	—	0,284	7 440
—	0,287	13,0	—	0,291	5 070
0,10	0,291	10,1	—	0,300	2 720
—	0,292	8,6	0,0005	0,308	2 320
—	0,296	6,5	0,0003	? 0,316	2 080
0,30	0,299	3,37	0,0005	0,325	2 320
—	0,309	1,48	0,0001	0,331	2 720
—	0,313	0,78	—	0,336	5 070
—	? 0,322	0,08	—	0,349	7 440
			—	? 0,375	10 000
			—	0,397	7 440
			0,0003	0,410	3 080
			0,001	0,416	1 030

Die Werte von Acd für die beiden Filter sind aus den Tabellen berechnet worden und in folgendem Diagramm (Fig. 1) festgestellt. Die Werte für Kupfersulfat sind durch ○ und diejenigen für Kaliumdichromat durch X bezeichnet; für das Kupfersulfat wurden die Werte von Grünbaum und für das Kaliumdichromat die unsrigen benutzt. Die ausgezogene Kurve zeigt die Summe der Ordinaten für beide Salze an. Es wurden die Logarithmen der Kolumnen D und E in den Tabellen von Nutting berechnet, das Zeichen gewechselt und als punktierte Kurven in das Diagramm gezeichnet. Zwecks leichteren Vergleichs mit der ausgezogenen Kurve ist der

1) Ann. d. Phys. **12**, 1004, 1903.
2) Roy. Soc. Edinb. Proc. **29**, 69, 1908/09.

vertikale Maßstab der punktierten Kurven um 0,08 nach oben verschoben worden. Natürlich können wir zu den Ordinaten der ausgezogenen Kurve eine beliebige konstante Größe hinzuaddieren, ohne die relative Absorption der verschiedenen Farben zu verändern.

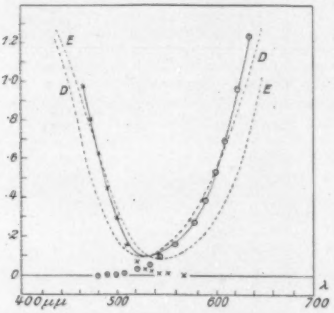


Fig. 1.

Auf der einen Seite stimmt die ausgezogene Kurve mit E und auf der anderen Seite mit D überein. D bezieht sich auf eine Beleuchtung von 2,3 Meterkerzen und E_1 auf eine von 9,22 Meterkerzen. Wir sind daher berechtigt anzunehmen, daß unsere Filter die Strahlung des sichtbaren Spektrums genau entsprechend ihrer Sichtbarkeit bei normaler Lichtempfindlichkeit angeben. Die Beleuchtung des Feldes war ungefähr 6 Meterkerzen. Nehmen wir als Normale eine andere Beleuchtung des Feldes an, so ist es leicht, das Minimum der Kurve zu verrücken durch Verringerung der Konzentration des Kupfersulfats und Vergrößerung derjenigen des Kaliumdichromats, oder umgekehrt. Die Konzentration des Kupfersulfats kann jedoch nicht viel verringert werden, wenn hierbei nicht noch eine Wasserschicht hinzugefügt wird oder, sagen wir, eine solche von Eisenammoniumsulfat, da sonst keine genügende Absorption im Ultrarot vorhanden sein würde. Wie jetzt bekannt, sind wäßrige Lösungen von Eisenammoniumsulfat sehr wirkungsvoll, indem sie die Wärmestrahlen absorbieren, während sie gleichzeitig die Lichtstrahlen durchlassen[1]). Diese Lösungen sind viel wirkungsvoller als Alaun, welches in dieser Beziehung nicht besser als Wasser ist.

Vernachlässigen wir das im Glas absorbierte Licht, so ist der Bruchteil des durch das Filter durchgelassenen Lichtes gleich

$$10^{-0,6\,A_c} \times 10^{-0,0025\,A_x} \times k,$$

wo A_c der molekulare Extinktionskoeffizient für Kupfersulfat, A_x derjenige für Kaliumdichromat ist und k den Bruchteil des Lichtes bedeutet, welcher durch eine 4 cm dicke Schicht reinen Wassers allein durchgelassen wird.

Um den Effekt der verschiedenen Komponenten des Filters zu zeigen, habe ich $10^{-0,6\,A_c}$, $10^{-0,0025\,A_x}$ und k für das ganze Spektrum ausgerechnet, indem ich für k die Werte von E. Aschkinaß[1]) annahm. Die Resultate sind in der zweiten, dritten und vierten Kolumne der umstehenden Tabelle angegeben. Das Produkt der obigen drei Größen, d. h. die Durchlässigkeit des ganzen Filters ist in der fünften Kolumne gegeben.

Natürlich kommt noch zu dem Obigen die Absorption des Glases der Gefäße hinzu. Glas absorbiert die gesamte Strahlung unterhalb 0,330 μ und oberhalb 3,00 μ.

Das Filter ist am schwächsten im Ultrarot bei 1,27 μ. In dem normalen Energiespektrum unserer gewöhnlichen Lichtquellen sind die Ordinaten bei 1,27 μ ungefähr zwanzigmal größer als diejenigen bei 0,5 μ. Bei der angewandten Konzentration genügt deshalb die Absorption des Filters, aber dieser Punkt des Spektrums muß beachtet werden, falls die Konzentration des Kupfersulfats stark verringert wird.

Wir fanden durch Rechnung, daß die Strahlung, welche vom Thermoelement durch obige Filter aufgenommen wird, proportional dem auf das Filter auffallenden Licht sein sollte. Ich griff zum direkten Experiment, um festzustellen, ob dies wirklich der Fall ist. Zu meiner Verfügung hatte ich drei Thermoelemente: ein Rubenssches lineares aus Eisen-Konstantan und zwei ältere verschiedener Typen aus Antimon-Wismut. Das Rubenssche Thermoelement bestand aus 20 Paaren von der Länge von 2 cm. Die Drähte sind mit Silber zusammengelötet und die Lötstellen plattgedrückt zu einem Kreis von 1 mm Durchmesser. Hierdurch erhält man eine Fläche von ungefähr 0,157 qcm. Für die beiden anderen Thermoelemente ergab sich eine Fläche von ungefähr einem Quadratzoll. Die Zahl der Paare war eine größere, doch das Rubenssche war ebenso empfindlich, selbst ohne Trichter, man erreichte die Ruhelage in kürzerer Zeit und erhielt einen viel konstanteren Nullpunkt. Es wurde nur das Rubenssche Thermoelement benutzt.

Das Galvanometer war ein Panzergalvanometer nach Du Bois-Rubens von 10 Ohm Widerstand. Es gehört dem Carnegie-Trust für

1) R. A. Houstoun u. J. Logie, diese Zeitschr. 11, 672, 1910.

1) Wied. Ann. 55, 401, 1895.

λ	$10^{-0,6 A_c}$	$10^{-0,0025 A_x}$	k	$10^{-0,6 A_c} \gtrless 10^{-0,0025 A_x} \gtrless k$
μ				
0,247 }	$< 6{,}31 \cdot 10^{-11}$	$< 1{,}3 \cdot 10^{-18}$	0,99 }	$< 8 \cdot 10^{-29}$
0,241 }		$1{,}3 \cdot 10^{-18}$	0,99 }	
0,284	$6{,}31 \cdot 10^{-11}$	$2{,}5 \cdot 10^{-19}$	0,99	$1{,}6 \cdot 10^{-29}$
0,300	$1{,}20 \cdot 10^{-2}$	$1{,}6 \cdot 10^{-7}$	1,00	$1{,}9 \cdot 10^{-9}$
0,308	0,107	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$	—	$1{,}7 \cdot 10^{-7}$
0,325	0,89	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$	—	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$
0,336		$1{,}9 \cdot 10^{-13}$	—	$< 1{,}9 \cdot 10^{-13}$
0,397		$2{,}5 \cdot 10^{-19}$	—	$< 2{,}5 \cdot 10^{-19}$
0,416		$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	—	$< 2{,}6 \cdot 10^{-3}$
0,463 }	$< 0{,}986$	0,105	—	$< 0{,}105$
0,471 }		0,158	—	$< 0{,}158$
0,480	0,986	0,234	—	0,229
0,489	0,977	0,355	—	0,347
0,499	0,968	0,501	—	0,485
0,5086	0,951	0,661	—	0,63
0,5461	0,792	0,982	—	0,77
0,5780	0,521	1,00	—	0,52
0,6004	0,292	—	0,99	0,29
0,6239	0,108	—	0,99	0,107
0,6452	0,0336	—	0,99	0,034
0,684	$1{,}54 \cdot 10^{-4}$	—	0,99	$1{,}53 \cdot 10^{-4}$
0,720	$1{,}32 \cdot 10^{-6}$	—	0,95	$1{,}25 \cdot 10^{-6}$
0,750	$1{,}26 \cdot 10^{-7}$	—	0,91	$1{,}14 \cdot 10^{-7}$
0,794	$9{,}55 \cdot 10^{-8}$	—	0,92	$8{,}8 \cdot 10^{-8}$
0,850	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$	—	0,86	$1{,}9 \cdot 10^{-7}$
0,910	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$	—	0,73	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$
0,980	$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	—	0,20	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$
1,09	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	—	0,48	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$
1,17	$3{,}5 \cdot 10^{-3}$	—	0,054	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$
1,27	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	—	0,0085	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$
1,40		—	$2 \cdot 10^{-14}$	$< 2 \cdot 10^{-41}$
			Niemals $> 10^{-18}$ durchweg bis zu 8,5 μ	

die Universitäten Schottlands. Um es gegen Vibrationen zu schützen, wurde es an einer Konsole an der Wand an drei Drähten von $1^1/_2$ m Länge aufgehängt. Es hing mit seinen Stellschrauben in einem Abstand von 1 cm über dem Tisch. Zwischen letzterem und den Stellschrauben wurden drei Wattepfropfen eingeschoben, zwecks Dämpfung irgendwelcher noch möglicher Vibrationen. Lampe und Skala befanden sich in einem Abstand von $1^1/_2$ m von dem Spiegel. Der Widerstand des Thermoelementes war 5 Ohm. Bei der angewandten Empfindlichkeit war die Periode 3 Sekunden und $^1/_2$ Millimeter auf der Skala bedeutete 10^{-9} Ampere.

Es wurde bald augenscheinlich, daß diese hohe Empfindlichkeit voll ausgenutzt werden sollte. Als das Thermoelement in einer Entfernung von 33 cm von einer 32kerzigen Kohlenglühlampe aufgestellt wurde, mit vorgeschalteten Filtern, betrug die Ablenkung nur $17^1/_2$ mm. Wenn diese Lampe bei ihrer angegebenen Voltzahl von 250 Volt gebraucht wird, so ist ungefähr 2,6 Proz. seiner gesamten Strahlung Lichtenergie, und zwar liegt diese zwischen 0,400 μ und 0,760 μ; aber nur ein Bruchteil dieser 2,6 Proz. geht durch das Filter. Vielleicht im ganzen genommen ungefähr $^1/_{1000}$ der gesamten Strahlung passiert das Filter.

Das Thermoelement wurde dann in einer Entfernung von 33 cm von der 32kerzigen Kohlenglühlampe mit den vorgeschalteten Filtern aufgestellt, das $K_2Cr_2O_7$-Filter auf der dem Thermoelement zugewandten Seite. Auf der anderen Seite der Lampe befand sich eine Photometerbank, an deren anderem Ende eine 125 Volt-Tantallampe aufgestellt war, die durch eine Akkumulatorenbatterie gespeist wurde. Die Kohlenlampe und die Tantallampe wurden mit Hilfe eines Keilphotometers verglichen. Während dieses Vergleiches wurde im Nebenschluß zu der Tantallampe eine elektrodynamische Wage und ein konstanter Widerstand eingeschaltet. Mit Hilfe eines Rheostaten konnte man auf Grund der Angaben der Wage die Spannung der Tantallampe bis zu $^1/_{800}$ konstant halten. Bei der angewandten Spannung war die horizontale Kerzenstärke der Tantallampe, gemessen mittels einer Hefnerlampe, gleich 7,13 Britisch-Kerzen.

Es wurden dann Ablesungen für verschie-

Untersuchung einer 32kerzigen Glühlampe.

Spannung	Ablesungen am Galvanometer						Ablesungen am Photometer				
	Ausschläge					Mittel	Individuelle Einstellungen				Kerzenstärke
207,1	5,5	4,0	4,0	3,0	4,5	4,2	117,5	114,5	112,5	114,5	6,15
222,5	8,0	7,0	6,5	6,7		7,0	96,5	98,5	96,5	98,5	11,2
251,6	18,0	16,0	17,5	18,0		17,4	77,5	76,5	76,5	76,5	24,9
283,7	38,0	38,0	36,5	36,5		37,2	59,5	57,5	59,5	58,5	53,8
304,7	56,5	56,5	60,0	59,8		58,2	48,5	47,5	49,5	49,5	88,1

dene Spannungen, abwechselnd mit dem Thermoelement und dem Photometer, gemacht. Eine Reihe dieser Resultate ist in der vorstehenden Tabelle gegeben und in der folgenden Kurve abgetragen (Fig. 2).

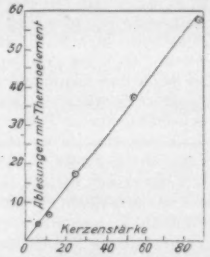


Fig. 2

Es sind alle Ablesungen angegeben. Bei jeder Spannung wurden zuerst zwei Ablesungen mit dem Thermoelement und dann zwei Einstellungen mit dem Photometer gemacht; dann wurden die übrigen Ablesungen mit dem Thermoelement und zum Schluß die letzten beiden Ablesungen mit dem Photometer gemacht. Die in der Tabelle gegebenen Zahlen der Einstellung des Photometers bedeuten die Entfernungen des Keils in Zentimetern von der Vergleichslampe. Die Gesamtentfernung zwischen den beiden Lampen betrug 220 cm. Die Kurve sollte natürlich eine gerade Linie sein. Die Übereinstimmung ist sehr gut, wenn wir bedenken, daß die Galvanometerablesungen nur bis auf $^1/_2$ Millimeter und bei einer Entfernung von $1^1/_2$ m vom Spiegel ausgeführt wurden, und daß für den letzten Punkt das Photometer ziemlich nahe an die Vergleichslampe gebracht war und doch das Gesetz der umgekehrten Quadrate angewandt wurde.

Ich habe die Konzentration von $K_2Cr_2O_7$ bis auf $c = 0{,}0125$ und diejenige von $Cu_2SO_45H_2O$ bis auf $c = 0{,}350$ geändert und die Proportionalität blieb dennoch erhalten.

Das Thermoelement, zusammen mit einem solchen Filter, kann deshalb benutzt werden, um die Kerzenstärke zu messen, im besonderen die mittlere sphärische Kerzenstärke, weil es hierbei nur nötig ist, gleichmäßig empfindliche Thermoelemente über eine Kugel anzuordnen und diese in Reihe mit einem Galvanometer zu schalten. Hierdurch also verschwinden alle Schwierigkeiten, welche mit der Integration verbunden sind. Diese Methode ist ebenso anwendbar bei hellem Tageslicht als im verdunkelten Raume, da die Ablenkungen in beiden Fällen dieselben sind. Ich glaube jedoch, daß sie gewerbsmäßig nicht anwendbar ist, wegen der hierbei notwendigen zu hohen Empfindlichkeit des Galvanometers. Ihre Wichtigkeit liegt in der Tatsache, daß sie gebraucht werden kann, um unsere Lichteinheit zu definieren und um eine ausreichende Grundlage anzugeben, um Licht von verschiedenen Farben zu vergleichen, unabhängig von seiner Intensität und von der Empfindungseigenheit des Beobachters.

Die Lichtmenge, die durch die Reflexion an der Oberfläche des Glases und durch die Absorption in dem Glase der Gefäße verloren geht, kann leicht bestimmt werden, indem man die Gefäße mit Wasser füllt und ein Spektrophotometer anwendet, um den durchgelassenen Bruchteil des einfallenden Lichtes zu bestimmen. Derselbe bleibt überall im sichtbaren Spektrum merklich gleich und hat den Wert 0,84 für beide gebrauchte Gefäße. Es ist nun ein leichtes zu bestimmen, was für Ablenkungen des Galvanometers man erhalten hätte, wenn keine Verluste durch Reflexion und auch keine durch Absorption im Glase vorhanden wären; wir brauchen hierbei nur mit $^1/_{(0,84)^2}$ zu multiplizieren. Um die Entfernung des Thermoelementes von der Lichtquelle zu bestimmen, müssen wir natürlich die vom Licht passierten Glas- und Flüssigkeitsschichten mit dem entsprechenden Brechungsexponenten multiplizieren. Ich schlage deshalb vor, die Einheit der Lichtintensität folgendermaßen zu definieren:

Die Einheit der Lichtintensität ist jene Quelle, deren Totalintensität der Strahlung nach dem Durchgang durch ein ideales Filter bei einer optischen Entfernung von 1 m gleich x ergs/cm^2·sec sein würde. Das ideale Filter ist ein solches, welches die Eigenschaft hat, das Licht zu ab-

sorbieren, wie eine 3 cm dicke wäßrige Lösung von $CuSO_4, 5H_2O$ von einer Konzentration von 0,200 g/Mol. per Liter und eine 1 cm dicke wäßrige Lösung von $K_2Cr_2O_7$ der Konzentration 0,0025 g/Mol. per Liter, welches aber in keiner anderen Weise das Licht weder reflektiert noch absorbiert.

Ich denke, daß es besser ist, in dieser Weise die Eigenschaften des Glases auszuschalten. Die verschiedenen Gefäße haben einen merkbaren Unterschied in der Absorption und der Durchlässigkeitskoeffizient eines Gefäßes kann leicht bestimmt werden. Die obige Definition hat den Vorteil, die Lichteinheit mit dem absoluten C.G.S.-System in Verbindung zu bringen. Mit Hilfe seines Pyrheliometers ist es K. Angström[1]) möglich geworden, die Strahlung irdischer Quellen bis zu weniger als 1 Proz. zu bestimmen. Die Hauptschwierigkeit liegt darin, daß man den Mangel der „absoluten Schwärze" der auffangenden Oberfläche berücksichtigen muß. Bei meinen Experimenten betrug die die Strahlung auffangende Oberfläche ungefähr 0,157 qcm und die Entfernung von der Lichtquelle war 33 cm. Durch Vergrößerung dieser Oberfläche und Anwendung der Angströmschen Methode ist es möglich, x mit genügender Annäherung zu bestimmen. Für die Normalkerze erhalten wir in den definierten Einheiten den Wert ca. 0,8.

1) Astrophys. Journ. **9**, 332, 1899; Phys. Rev. **1**, 365, 1893.

Anmerkung des Verfassers. Im letzten Heft des „Bulletin of the Bureau of Standards", Vol. **7**, Nr. 2, welches ich nach dem Druck meines Artikels in die Hand bekam, hat Nutting die Tabellen, die auf den Daten von König beruhen, noch einmal nachgerechnet. Die Korrektion für die relative Dispersion war früher unterlassen. Die diesbezügliche Änderung in bezug auf meine Arbeit ist eine geringe.

(Aus dem Englischen übersetzt v. W. v. Ignatowsky.)

(Eingegangen 1. Juni 1911.)

Über das Biot-Savartsche Gesetz.

Von R. Gans.

In neuerer Zeit sind Zweifel darüber aufgetaucht, wie das Biot-Savartsche Gesetz lautet, wenn der durchströmte Leiter magnetisierbar ist.

So sind Einstein und Laub[1]) der Überzeugung, daß $[\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]$ die Kraft auf die Volumeneinheit darstellt, wenn $\mathfrak{J}$ den elektrischen Strömungsvektor, $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstärke im Innern des Leiters bedeutet, während Abraham[1]) $[\mathfrak{J}, \mathfrak{B}]$ für die Kraftformel hält.

Einstein[2]) sucht die Ungültigkeit dieses letzteren Ausdrucks dadurch zu beweisen, daß er ein Experiment angibt, bei dem ein starres System, dessen einer Bestandteil ein permanenter durchströmter Magnet ist, sich von selbst in Bewegung setzen würde, wenn $[\mathfrak{J}, \mathfrak{B}]$ die richtige Formel für die Kraft wäre, daß dagegen $[\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]$ ein Kraftausdruck sei, der dem Reaktionsprinzip genüge.

Zu diesen Überlegungen ist zu bemerken, daß aus dem von Einstein angegebenen Grunde allerdings $[\mathfrak{J}, \mathfrak{B}]$ nicht eine allgemeingültige Formel sein kann; daraus folgt aber nicht, daß $[\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]$ richtig ist. In der Tat werden wir zeigen, daß weder der eine noch der andere Ausdruck zutreffend ist, wenn man Ferromagnetika mit in den Kreis der Betrachtungen zieht, daß bei para- und diamagnetischen Körpern, für die $\mathfrak{B} = \mu\mathfrak{H}$ gilt, — und auf diese beschränkt Abraham seine Formel — $[\mathfrak{J}, \mathfrak{B}]$ richtig ist, daß dagegen $[\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]$ keinesfalls ein zulässiger Wert für die Kraft ist, der zwar für die Dynamik starrer Körper die richtigen Ergebnisse liefert, im allgemeinen aber dem Energieprinzip widerspricht.

Die Maxwell-Hertzschen Gleichungen, die für ruhende Körper und stationäre Zustände mit den neueren Theorien übereinstimmen, und die wir deshalb als Grundlage unserer Ausführungen wählen dürfen, lauten:

$$\int (\mathfrak{H}, d\mathfrak{s}) = \frac{d}{dt}\int \mathfrak{D}_n d\sigma + 4\pi \int \mathfrak{J}_n d\sigma, \quad (1)$$

$$-\int (\mathfrak{E}, d\mathfrak{s}) = \frac{d}{dt}\int \mathfrak{C}_n d\sigma. \quad (2)$$

Hier bedeuten $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, $\mathfrak{J}$ die elektrische Strömung, $\mathfrak{D}$ die elektrische Erregung, und $\mathfrak{C}$ ist ein Vektor, den wir zunächst einmal noch unbestimmt lassen wollen, der aber jedenfalls mit der magnetischen Induktion in Beziehung stehen muß.

Die Linienintegrale auf den linken Seiten von (1) und (2) erstrecken sich über beliebige in der Materie festliegende Kurven s, während auf den rechten Seiten über Flächen σ integriert wird, die s zu Randkurven haben.

Bedeutet $\mathfrak{v}$ den Geschwindigkeitsvektor der Materie, so schreiben sich (1) und (2) als Dif-

1) A. Einstein und J. Laub, Ann. d. Phys. (4) **26**, 541, 1908.

1) M. Abraham, Rend. del Circolo mat. di Palermo **28**, 1, 1909.
2) A. Einstein, Arch. de Genève **30**, 323, 1910.

ferentialgleichungen mit Benutzung einer einfachen vektoranalytischen Formel[1]):

$$\operatorname{rot}\mathfrak{H} = \frac{d\mathfrak{D}}{dt} + \mathfrak{D}\operatorname{div}\mathfrak{v} - (\mathfrak{D}\operatorname{grad})\mathfrak{v} + 4\pi\mathfrak{J}, \quad (3)$$

$$-\operatorname{rot}\mathfrak{E} = \frac{d\mathfrak{C}}{dt} + \mathfrak{C}\operatorname{div}\mathfrak{v} - (\mathfrak{C}\operatorname{grad})\mathfrak{v}. \quad (4)$$

Multiplizieren wir (3) und (4) skalar mit $\mathfrak{E}/4\pi$ bzw. mit $\mathfrak{H}/4\pi$, so erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} -\operatorname{div}\mathfrak{S} - (\mathfrak{J},\mathfrak{E}) &= \frac{dw}{dt} + \\ &+ \left\{\frac{1}{4\pi}(\mathfrak{E},\mathfrak{D}) + \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H},\mathfrak{C})\right\}\operatorname{div}\mathfrak{v} - \\ &- \frac{1}{4\pi}\Big(\mathfrak{E},(\mathfrak{D}\operatorname{grad})\mathfrak{v}\Big) - \frac{1}{4\pi}\Big(\mathfrak{H},(\mathfrak{C}\operatorname{grad})\mathfrak{v}\Big), \end{aligned}\right| \quad (5)$$

wenn $\mathfrak{S} = \frac{1}{4\pi}[\mathfrak{E},\mathfrak{H}]$ den Poyntingschen Strahlungsvektor bedeutet und

$$dw = \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{E}, d\mathfrak{D}) + \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H}, d\mathfrak{C}) \quad (6)$$

gesetzt ist.

Bevor wir Gleichung (5) mit dem Raumelement dS multiplizieren und über einen beliebigen Raum S integrieren, wollen wir rechts noch $w\operatorname{div}\mathfrak{v}$ addieren und subtrahieren und berücksichtigen, daß[2])

$$\frac{d}{dt}\int w\,dS = \int\left(\frac{dw}{dt} + w\operatorname{div}\mathfrak{v}\right)dS \quad (7)$$

ist.

Dann erhalten wir als Ausdruck des Energieprinzips

$$\begin{aligned} &-\int \mathfrak{S}_n d\sigma - \int(\mathfrak{J},\mathfrak{E})\,dS = \frac{d}{dt}\int w\,dS + \\ &+ \int dS\left\{\frac{1}{4\pi}(\mathfrak{E},\mathfrak{D}) + \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H},\mathfrak{C}) - w\right\}\operatorname{div}\mathfrak{v} \\ &- \int dS\left\{\frac{1}{4\pi}\Big(\mathfrak{E},(\mathfrak{D}\operatorname{grad})\mathfrak{v}\Big) + \frac{1}{4\pi}\Big(\mathfrak{H},(\mathfrak{C}\operatorname{grad})\mathfrak{v}\Big)\right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Hier bedeutet $\int \mathfrak{S}_n d\sigma$ die in der Zeiteinheit durch die Oberfläche σ des Raumes S ausgestrahlte Energie, $\int(\mathfrak{J},\mathfrak{E})\,dS$ den Überschuß der in der Zeiteinheit entwickelten Jouleschen Wärme über die aus den Elementen aufgenommene chemisch-thermische Energie; ferner ist w die Dichte der elektromagnetischen Energie. Folglich müssen die beiden letzten Integrale auf der rechten Seite von (8) die in der Zeiteinheit geleistete Arbeit der Kräfte elektromagnetischen Ursprungs darstellen.

Diese Arbeit hat nach (8) die Form

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial' A}{\partial t} = -\int\Big\{&\pi_{xx}\frac{\partial \mathfrak{v}_x}{\partial x} + \pi_{xy}\frac{\partial \mathfrak{v}_x}{\partial y} + \pi_{xz}\frac{\partial \mathfrak{v}_x}{\partial z} \\ &+ \pi_{yx}\frac{\partial \mathfrak{v}_y}{\partial x} + \pi_{yy}\frac{\partial \mathfrak{v}_y}{\partial y} + \cdots\Big\}\,dS, \end{aligned}\right| \quad (9)$$

wenn

$$\left.\begin{aligned} \pi_{xx} &= -\frac{1}{4\pi}(\mathfrak{E},\mathfrak{D}) - \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H},\mathfrak{C}) + w + \\ &+ \frac{1}{4\pi}\mathfrak{E}_x\mathfrak{D}_x + \frac{1}{4\pi}\mathfrak{H}_x\mathfrak{C}_x, \\ \pi_{xy} &= \frac{1}{4\pi}\mathfrak{E}_x\mathfrak{D}_y + \frac{1}{4\pi}\mathfrak{H}_x\mathfrak{C}_y, \\ \pi_{yx} &= \frac{1}{4\pi}\mathfrak{E}_y\mathfrak{D}_x + \frac{1}{4\pi}\mathfrak{H}_y\mathfrak{C}_x, \end{aligned}\right| \quad (10)$$

usw. die Spannungen darstellen.

Sollen die Kräfte auch für Drehungen dem Reaktionsprinzip genügen, so muß

$$\pi_{xy} = \pi_{yx} \quad \text{usw.} \quad (11)$$

sein.

Nun ist die elektrische Erregung $\mathfrak{D} = \varepsilon\mathfrak{E}$, also $\mathfrak{E}_x\mathfrak{D}_y = \mathfrak{E}_y\mathfrak{D}_x$, es muß also nach (10) und (11)

$$\mathfrak{H}_x\mathfrak{C}_y = \mathfrak{H}_y\mathfrak{C}_x \quad \text{usw.}, \quad (12)$$

d. h. es muß

$$\frac{\mathfrak{C}_x}{\mathfrak{H}_x} = \frac{\mathfrak{C}_y}{\mathfrak{H}_y} = \frac{\mathfrak{C}_z}{\mathfrak{H}_z} \quad (13)$$

sein. In Worten: $\mathfrak{C}$ muß parallel $\mathfrak{H}$ sein, oder

$$\mathfrak{C} = \mu\mathfrak{H}, \quad (14)$$

wo μ eine Größe ist, deren physikalische Bedeutung wir alsbald kennen lernen werden.

Für para- und diamagnetische Körper ist alles sehr einfach. Da bedeutet μ in (14) die Permeabilität, denn in diesem Falle geht (4) für ruhende Körper ($\mathfrak{v} = 0$) ins Faradaysche Induktionsgesetz

$$-\operatorname{rot}\mathfrak{E} = \frac{\partial\mu\mathfrak{H}}{\partial t} \quad (15)$$

über.

Ferner ist nach (6) und (14)

$$w = \frac{\varepsilon}{8\pi}\mathfrak{E}^2 + \frac{\mu}{8\pi}\mathfrak{H}^2, \quad (16)$$

so daß wir die bekannten Maxwellschen Spannungen

$$\left.\begin{aligned} \pi_{xx} &= -\frac{\varepsilon}{8\pi}\mathfrak{E}^2 + \frac{\varepsilon}{4\pi}\mathfrak{E}_x^2 - \frac{\mu}{8\pi}\mathfrak{H}^2 + \frac{\mu}{4\pi}\mathfrak{H}_x^2, \\ \pi_{xy} &= \pi_{yx} = \frac{\varepsilon}{4\pi}\mathfrak{E}_x\mathfrak{E}_y + \frac{\mu}{4\pi}\mathfrak{H}_x\mathfrak{H}_y \quad \text{usw.} \end{aligned}\right| \quad (17)$$

erhalten.

Aus diesen Werten berechnet sich die Kraft auf die Volumeneinheit als

$$\mathfrak{f} = \operatorname{div}\pi = \mathfrak{f}_e + \mathfrak{f}_m,$$

wo

$$\mathfrak{f}_e = \mathfrak{E}\cdot\frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\varepsilon\mathfrak{E} - \frac{1}{8\pi}\mathfrak{E}^2\operatorname{grad}\varepsilon - \left[\varepsilon\mathfrak{E},\frac{1}{4\pi}\operatorname{rot}\mathfrak{E}\right]$$

und (18)

1) Vergl. z. B. R. Gans, Einführung in die Vektoranalysis, 2. Aufl., Leipzig und Berlin 1909, S. 54, Formel (6).
2) Vergl. z. B. R. Gans, l. c., S. 55, Formel (9).

$$\mathfrak{f}_m = \mathfrak{H} \cdot \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mu \mathfrak{H} - \frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}^2 \operatorname{grad} \mu + \left[\frac{1}{4\pi} \operatorname{rot} \mathfrak{H}, \mu \mathfrak{H} \right]$$

ist.

Aus den Maxwellschen Gleichungen folgt aber für ruhende Körper und stationäre Zustände [vergl. (3) und (4)]

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathfrak{H} &= 4\pi \mathfrak{J}, \\ \operatorname{rot} \mathfrak{E} &= 0, \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

so daß

$$\mathfrak{f}_e = \mathfrak{E} \cdot \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \varepsilon \mathfrak{E} - \frac{1}{8\pi} \mathfrak{E}^2 \operatorname{grad} \varepsilon \qquad (20)$$

die bekannte Kraftformel des elektrostatischen Feldes wird. Aus $\mathfrak{f}_m$ wird ferner

$$\mathfrak{f}_m = \mathfrak{H} \cdot \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mu \mathfrak{H} - \frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}^2 \operatorname{grad} \mu + [\mathfrak{J}, \mu \mathfrak{H}]. \qquad (21)$$

In para- und diamagnetischen Körpern ist $\operatorname{div} \mu \mathfrak{H} = 0$, so daß für diese nur die letzten beiden Terme von (21) übrig bleiben.

Bevor wir zur Deutung dieser Gleichungen übergehen, wollen wir noch eine Bemerkung hinzufügen[1]):

Ist die Kraft auf die Volumeinheit $\mathfrak{f}$, so erhält man als Translationskraft auf einen starren Körper

$$\mathfrak{F} = \int \mathfrak{f} \, dS, \qquad (22)$$

und als Drehmoment

$$\mathfrak{N} = \int [\mathfrak{r}, \mathfrak{f}] \, dS, \qquad (23)$$

wo die Integrationen über den Körper zu erstrecken sind. Läßt sich aber $\mathfrak{f}$ durch Spannungen π darstellen, so kann man $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{N}$ durch partielle Integration umformen, und erhält die Oberflächenintegrale

$$\mathfrak{F}_x = \int \{ \pi_{xx} \cos(n\,x) + \pi_{xy} \cos(n\,y) + \pi_{xz} \cos(n\,z) \} \, d\sigma,$$

bzw.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{N}_x = \int \{ &(y\,\pi_{xz} - z\,\pi_{xy}) \cos(n\,x) + \\ &+ (y\,\pi_{yz} - z\,\pi_{yy}) \cos(n\,y) + \\ &+ (y\,\pi_{zz} - z\,\pi_{zy}) \cos(n\,z) \} \, d\sigma. \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Als Oberfläche ist hierbei eine Fläche σ zu nehmen, die den Körper eng umschließt, auf der μ bereits den Wert 1 der Umgebung angenommen hat.

Aus dieser Form der Gleichungen für die Kraft auf einen starren Körper sieht man aber, daß man zu den richtigen π, die in Gleichung (17) angegeben sind, jedes beliebige Spannungssystem addieren kann, das auf σ verschwindet. Die Summe dieser beiden Systeme ergibt wieder Spannungen, die die richtigen Kräfte auf starre Körper liefern, ohne allgemein gültig zu sein.

Es ist also eine keineswegs sichere Methode, aus Erfahrungssätzen, die an starren Körpern gewonnen worden sind, die Kräfte auf beliebige Körper abzuleiten.

1) Vergl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, Leipzig 1900, S. 100.

Ein Spannungssystem, das auf σ verschwindet, ist nun, da auf σ die Permeabilität $\mu = 1$ ist,

$$\left.\begin{aligned} \pi_{xx}' &= \frac{\mu - 1}{8\pi} \mathfrak{H}^2 - \frac{\mu - 1}{4\pi} \mathfrak{H}_x^2, \\ \pi_{xy}' &= \pi_{yx}' = -\frac{\mu - 1}{4\pi} \mathfrak{H}_x \mathfrak{H}_y \text{ usw.} \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

Addiert man diese Größen zu den entsprechenden in (17), so erhält man magnetische Spannungen

$$\left.\begin{aligned} \pi_{xx}^{(m)} &= -\frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}^2 + \frac{1}{4\pi} \mathfrak{H}_x^2, \\ \pi_{xy}^{(m)} &= \pi_{yx}^{(m)} = \frac{1}{4\pi} \mathfrak{H}_x \mathfrak{H}_y \text{ usw.}, \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

die sich von den entsprechenden Ausdrücken in (17) nur dadurch unterscheiden, daß $\mu = 1$ ist. Aus ihnen berechnet sich also ganz analog wie in (18) eine magnetische Kraft auf die Volumeinheit, die man erhält, wenn man in (18) $\mu = 1$ setzt, also

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{f}_m &= \mathfrak{H} \cdot \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mathfrak{H} + \left[\frac{1}{4\pi} \operatorname{rot} \mathfrak{H}, \mathfrak{H} \right] = \\ &= \mathfrak{H} \cdot \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mathfrak{H} + [\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]. \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

Diese Gleichung gibt aber lediglich die Kräfte auf starre Körper richtig, sie sind scheinbar von der Permeabilität unabhängig; aber nur scheinbar, denn $\mathfrak{H}$ selbst hängt natürlich von der Magnetisierbarkeit des Materials ab.

Betrachtet man nur Kräfte auf starre Körper, und sieht man lediglich das letzte Glied in (21) resp. (27) als Biot-Savartsche Kraft an, so ist es, wie wir sehen, ein Streit um Worte, ob man $[\mathfrak{J}, \mathfrak{H}]$ oder $[\mathfrak{J}, \mu \mathfrak{H}]$ als den Ausdruck des Gesetzes zu wählen hat.

Zur Diskussion der auftretenden Wirkungen wollen wir $\mathfrak{H}$ in zwei Teile zerlegen. Es sei $\mathfrak{H}_1$ das Feld, bevor der Strom eingeschaltet ist, $\mathfrak{H}_2$ das Feld des Stromes selbst, so daß

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2. \qquad (28)$$

Dann gilt für para- und diamagnetische Leiter

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{f}_m = &-\frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}_1^2 \operatorname{grad} \mu - \frac{1}{8\pi} \mathfrak{H}_2^2 \operatorname{grad} \mu - \\ &- \frac{1}{4\pi} (\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2) \operatorname{grad} \mu + [\mathfrak{J}, \mu \mathfrak{H}_1] + \\ &+ [\mathfrak{J}, \mu \mathfrak{H}_2]. \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

Das erste Glied der rechten Seite ergibt die Kraft, die schon vorhanden ist, bevor ein Strom im Leiter fließt, und die ihren Ursprung den vom Felde $\mathfrak{H}_1$ influenzierten magnetischen Mengen verdankt. Der Experimentator, der das Biot-Savartsche Gesetz untersuchen wollte, würde diese Kraft von den anderen Kräften trennen, indem er sie vor Einschalten des

Stromes bestimmt, bzw. kompensiert. Dieselbe ist vom Strome ganz unabhängig, ändert also insbesondere auch ihre Richtung nicht beim Kommutieren des Stroms.

Das zweite und das letzte Glied stellen zusammen die Kraft dar, die der Strom auf sich selbst ausübt. Diese Terme ergeben, wenn wir den Stromkreis als Ganzes auffassen, keine Kraftwirkung, da sich ja die Kräfte nach (17) durch Spannungen ausdrücken, und diese immer dem Reaktionsprinzip genügen. Allerdings wird praktisch der ganze Stromkreis nicht als starrer Körper aufgefaßt werden können, und so kann sehr wohl eine Kraftwirkung aus den beiden betrachteten Termen auf den Leiterteil resultieren, der Objekt der Beobachtung ist. Diese Kraft ist dem Quadrat der Stromstärke proportional und ändert infolgedessen beim Kommutieren des Stroms die Richtung auch nicht.

Es bleibt noch die Kraft

$$\mathfrak{f}' = -\frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2)\,\mathrm{grad}\,\mu + [\mathfrak{J}, \mu\mathfrak{H}_1] \quad (30)$$

übrig, die mit Änderung der Stromrichtung auch ihre Richtung ändert, da sie dem Strom proportional ist. Die beiden in (30) auftretenden Terme sind experimentell durch nichts voneinander zu trennen, sie stellen die Wechselwirkung zwischen dem Felde $\mathfrak{H}_1$ und dem Strome i dar. Wir wollen demgemäß $\mathfrak{f}'$ als Biot-Savartsche Kraft bezeichnen.

An einem einfachen speziellen Beispiele möge untersucht werden, welchen Einfluß der Para-, bzw. Diamagnetismus des Leitermaterials auf die Kraft hat. Zu dem Zwecke nehmen wir an, daß die untere horizontale Seite eines stromdurchflossenen Rechtecks (vergl. Fig. 1) aus

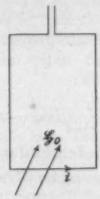


Fig. 1.

einem homogenen Draht von kreisförmigem Querschnitt und einem Material der Permeabilität μ gebildet ist, während die anderen Seiten aus einem unmagnetisierbaren Stoff ($\mu = 1$) bestehen.

Das Rechteck werde in ein gleichförmiges Magnetfeld $\mathfrak{H}_0$ gebracht, dessen Richtung horizontal und senkrecht zur Rechtecksebene verlaufe (vergl. die Cottonsche Wage[1]).

Wir wählen die Stromrichtung zur x-Achse, die Feldrichtung zur y-Achse, und berechnen zunächst den ersten Term von (30). Wir bemerken, daß $\mathfrak{H}_0$ die Feldstärke bedeutet, bevor die Cottonsche Wage ins Feld gebracht war. $\mathfrak{H}_1$ ist das durch den magnetischen Leiter gestörte Feld, und eine einfache Rechnung ergibt, daß

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{2\mathfrak{H}_0}{\mu + 1} \quad (31)$$

ist. Ferner ist

$$|\mathfrak{H}_2| = \frac{2i}{r}, \quad (32)$$

wenn r den Abstand von der Drahtachse bedeutet, um die die $\mathfrak{H}_2$-Linien in Kreisen verlaufen.

Die Integration über den ganzen Draht der Länge l ergibt für den ersten Term, zu dem nur die Übergangsschichten vom Draht zur Luft, in denen μ variiert, Beiträge liefern (und zwar ist nur $\frac{\partial \mu}{\partial r}$ von Null verschieden und $dS = dr\,d\sigma$),

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{F}_{1x}' &= -\frac{1}{4\pi}\int\int (\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2)\frac{\partial \mu}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial z}\,dr\cdot d\sigma = \\ &= \frac{1}{4\pi}\int_\sigma (\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2)(\mu - 1)\cos\varphi\,d\sigma,\end{aligned}\right| \quad (33)$$

wenn σ die Drahtoberfläche, also $d\sigma = l\,a\,d\varphi$ bedeutet, unter a den Drahtradius verstanden.

Führen wir die in (33) geforderte Quadratur aus, so erhalten wir mit Berücksichtigung von (31) als z-Komponente der Kraft (vergl. Fig. 2)

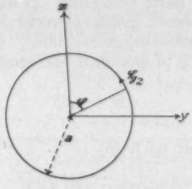


Fig. 2.

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{F}_{1x}' &= -\int_0^{2\pi}\frac{\mu - 1}{4\pi}\,\frac{2\mathfrak{H}_0}{\mu + 1}\,\frac{2i}{a}\cos^2\varphi\,l\,a\,d\varphi = \\ &= -\frac{\mu - 1}{\mu + 1}\,i\,|\mathfrak{H}_0|\,l.\end{aligned}\right| \quad (34)$$

Der zweite Anteil ist nach (30) mit Beachtung von (31)

1) A. Cotton, Journ. Phys. (3) **9**, 383, 1900.

$$\mathfrak{F}_{2x}' = \mu i\,|\mathfrak{H}_1|\,l = \frac{2\mu}{\mu+1}\,i\,|\mathfrak{H}_0|\,l, \qquad (35)$$

so daß nach (34) und (35) die Biot-Savartsche Kraft

$$\mathfrak{F}_x' = \mathfrak{F}_{1x}' + \mathfrak{F}_{2x}' = i\,|\mathfrak{H}_0|\,l \qquad (36)$$

und, wie eine analoge Rechnung zeigt,

$$\mathfrak{F}_x' = \mathfrak{F}_y' = 0 \qquad (37)$$

wird.

Diese Kraft ist also gänzlich unabhängig vom Material des Leiters.

Schließlich kommen wir zu ferromagnetischen Leitern. Wir haben experimentell gezeigt[1]), daß, wenn man in einem Ferromagnetikum durch ein Magnetfeld eine Induktion $\mathfrak{B}$ erzeugt hat, und ein schwaches Zusatzfeld über das ursprüngliche Feld gelagert und wieder aufgehoben hat, nun für kleine Feldänderungen reversible Änderungen der Induktion auftreten. Es ist also für diese Feldänderungen

$$d\mathfrak{B} = \mu_r\, d\mathfrak{H}, \qquad (38)$$

unter μ_r die von uns so genannte reversible Permeabilität verstanden. [Bei dem Ansatz (38) ist allerdings nicht dem Tatbestand Rechnung getragen, daß die longitudinale und transversale reversible Permeabilität verschieden sind[2]), daß man also eigentlich die Gleichungen $d\mathfrak{B}_x = \mu_t d\mathfrak{H}_x$, $d\mathfrak{B}_z = \mu_t d\mathfrak{H}_z$, $d\mathfrak{B}_y = \mu_l d\mathfrak{H}_y$ hat.]

Innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Gleichung (38) können wir also durch Integration derselben

$$\mathfrak{B} = \mu_r \mathfrak{H} + 4\pi\,\mathfrak{M}^{(w)} \qquad (39)$$

setzen, wenn wir mit $\mathfrak{M}^{(w)}$ eine Konstante bezeichnen, die wir wahre Magnetisierung nennen.

Da nun nach Gleichung (4) $d\mathfrak{C} = d\mathfrak{B}$ sein muß, denn sonst ginge (4) nicht in das Faradaysche Induktionsgesetz über, da ferner $\mathfrak{C}$ dem Vektor $\mathfrak{H}$ proportional sein muß [vergl. (13)], so ist

$$\mathfrak{C} = \mu_r \mathfrak{H} \qquad (40)$$

zu setzen.

Ferner ist nach (6)

$$dw_m = \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H}, d\mathfrak{C}),$$

so daß durch Integration

$$w_m = \frac{\mu_r}{8\pi}\mathfrak{H}^2 + w_0 \qquad (41)$$

erhalten wird. Hier ist w_0 von $\mathfrak{H}$ unabhängig, kann aber noch eine Funktion von $\mathfrak{M}^{(w)}$ sein, die man allerdings erst angeben kann, wenn man den Mechanismus des Magnetisierens im einzelnen kennt.

Anstatt der Gleichung (16) müssen wir jetzt

$$w = \frac{\varepsilon}{8\pi}\mathfrak{E}^2 + \frac{\mu_r}{8\pi}\mathfrak{H}^2 + w_0 \qquad (42)$$

in (10) einführen und erhalten für die magnetischen Spannungen

$$\left.\begin{aligned} \pi_{xx}^{(m)} &= -\frac{\mu_r}{8\pi}\mathfrak{H}^2 + \frac{\mu_r}{4\pi}\mathfrak{H}_x^2 + w_0, \\ \pi_{xy}^{(m)} &= \pi_{yx}^{(m)} = \frac{\mu_r}{4\pi}\mathfrak{H}_x\mathfrak{H}_y \quad \text{usw.} \end{aligned}\right\} \qquad (43)$$

Aus diesen Werten folgt [vergl. (21)]

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{f}_m = \mathfrak{H}\cdot\frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\mu_r\mathfrak{H} - \frac{1}{8\pi}\mathfrak{H}^2\operatorname{grad}\mu_r + \\ + [\mathfrak{J}, \mu_r\mathfrak{H}] + \operatorname{grad} w_0. \end{aligned}\right\} \qquad (44)$$

In dieser Gleichung ist nach (39)

$$\operatorname{div}\mu_r\mathfrak{H} = -4\pi\operatorname{div}\mathfrak{M}^{(w)}. \qquad (45)$$

Der letzte Term auf der rechten Seite von (44) ist unbekannt, da wir über w_0 nichts Näheres wissen, doch kommt dies Glied für die Kräfte auf starre Körper nicht in Frage, da auf der Oberfläche der Ferromagnetika $\mathfrak{M}^{(w)}$ und somit w_0 bereits Null geworden ist.

Wenden wir nun (44) auf die Berechnung der Biot-Savartschen Kraft an, indem wir wie früher $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2$ setzen, so folgt, daß dieselbe

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{f}' = -\mathfrak{H}_2\operatorname{div}\mathfrak{M}^{(w)} - \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2)\operatorname{grad}\mu_r + \\ + [\mathfrak{J}, \mu_r\mathfrak{H}_1] \end{aligned}\right\} \qquad (46)$$

ist.

Die für para- und diamagnetische Medien gültige Gleichung (31) hätte man auch in der Form schreiben können:

$$\mathfrak{B} + \mathfrak{H}_1 = 2\mathfrak{H}_0, \qquad (47)$$

und in dieser Gestalt gilt sie auch für Ferromagnetika, so daß man mit Hilfe von (39) die Beziehung erhält:

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{2}{\mu_r+1}(\mathfrak{H}_0 - 2\pi\,\mathfrak{M}^{(w)}), \qquad (48)$$

während $\mathfrak{H}_2$ sich wiederum durch (32) ausdrückt.

Die Biot-Savartsche Kraft setzt sich nun nach (46) aus drei Termen zusammen, deren erster

$$\mathfrak{F}_1' = -\int\mathfrak{H}_2\cdot\operatorname{div}\mathfrak{M}^{(w)}\,dS = +\int\mathfrak{H}_2\,\mathfrak{M}_n^{(w)}\,d\sigma \qquad (49)$$

ist, so daß

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{F}_{1x}' = \int_0^{2\pi}\frac{2i}{a}\,\mathfrak{M}_y^{(w)}\cdot\sin^2\varphi\,l\cdot a\,d\varphi = \\ = 2\pi\,\mathfrak{M}_y^{(w)} i\,l \end{aligned}\right\} \qquad (50)$$

wird.

1) R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **27**, 1, 1908.
2) R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **29**, 301, 1909.

Der zweite Term

$$\mathfrak{F}_{1x}' = \frac{1}{4\pi}\int (\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2)(\mu_r - 1)\cos\varphi\, d\sigma \quad (51)$$

ergibt bei Ausführung der Quadratur

$$\mathfrak{F}_{2x}' = -\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} i\,(\mathfrak{H}_{0y} - 2\pi\,\mathfrak{M}_y^{(w)})\,l, \quad (52)$$

und endlich ist

$$\mathfrak{F}_{3x}' = \int [\mathfrak{J}, \mu_r \mathfrak{H}_1]\, dS = \frac{2\mu_r}{\mu_r + 1}(\mathfrak{H}_{0y} - 2\pi\,\mathfrak{M}_y^{(w)})\, il, \quad (53)$$

so daß die Biot-Savartsche Kraft

$$\mathfrak{F}_x' = \mathfrak{F}_{1x}' + \mathfrak{F}_{2x}' + \mathfrak{F}_{3x}' = i\,|\mathfrak{H}_0|\,l \quad (54)$$

wird, während wiederum

$$\mathfrak{F}_y' = \mathfrak{F}_y' = 0$$

ist.

Also gilt auch für ferromagnetische Körper der Satz, daß die Biot-Savartsche Kraft vom Material des Leiters unabhängig ist.

Mit Benutzung unserer Formeln löst sich auch das eingangs erwähnte Einsteinsche Paradoxon. Da bei der von ihm beschriebenen Anordnung $\operatorname{div}\mathfrak{M}^{(w)} = 0$ und $\mathfrak{H}_1 = 0$ ist, so folgt ohne weiteres aus (46), daß die Biot-Savartsche Kraft verschwindet, was mit dem Reaktionsprinzip im Einklange ist.

Tübingen, Physikal. Institut, 8. Juni 1911.

(Eingegangen 9. Juni 1911.)

Bemerkung zu den Untersuchungen der Herren W. Kaufmann und W. Meier über „Magnetische Eigenschaften elektrolytischer Eisenschichten".

Von R. Gans.

Die Herren Kaufmann und Meier[1]) haben kürzlich magnetische Messungen an elektrolytischem Eisen mit theoretischen Überlegungen[2]) verglichen, die ich angestellt habe, und haben eine bemerkenswerte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gefunden.

So erfreulich nun eine Bestätigung der Theorie für unsere Kenntnis der Vorgänge in ferromagnetischen Körpern wäre, so sehr halte ich es für nötig, alles zur Verfügung stehende Material heranzuziehen, um zu sehen, ob auch dann noch die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung bestehen bleibt.

Deshalb möchte ich in folgendem einige quantitative Schlüsse aus den Magnetisierungskurven der Herren Kaufmann und Meier ziehen.

Zunächst möchte ich darauf hinweisen, daß der Vergleich der experimentellen mit der theoretischen Magnetisierungskurve nicht folgern läßt, daß die ganze elektrolytische Eisenschicht ein einziger Elementarkomplex, d. h. ein homogenes, aber völlig ungeordnetes Konglomerat von Elementarmagneten ist, denn dann müßte die Beziehung zwischen der erregenden Kraft K (d. i. die Feldstärke am Orte eines Elementarmagneten) und der Feldstärke H im Eisen

$$K = H + \tfrac{4\pi}{3} M$$

bestehen, während man den Anschluß an die Erfahrung nur durch die Formel

$$K = H + NM$$

bekommt, wo N viel größer als $4\pi/3$ gewählt werden muß.

Wir müssen uns also zum mindesten vorstellen, daß das elektrolytische Eisen aus vielen Elementarkomplexen aufgebaut ist, die selbst merklich kugelförmige Gestalt haben, und regellos oder (was aber sehr unwahrscheinlich ist) in kubischen Raumgittern angeordnet sind.

Weiter aber erhält man durch die Scherung der Langevinschen Kurve

$$\frac{M}{M\infty} = \mathfrak{Ctg}\,\gamma K - \frac{1}{\gamma K}$$

$\frac{M}{M\infty}$ als Funktion von γH, wo $\gamma = \frac{\mu}{kT}$ ist[1]). Hier bedeutet μ das magnetische Moment eines Moleküls, $k = 1{,}35 \cdot 10^{-16}$ eine universelle Konstante, T die absolute Temperatur.

Es muß also möglich sein, z. B. aus der beobachteten Koerzitivkraft $H_c = 23{,}2$ Gauß, da sich $\gamma H_c = 1{,}9$ aus der gescherten theoretischen Kurve ergibt, $\mu = \frac{1{,}9}{23{,}2}\, kT$ zu berechnen.

Für $T = 273 + 18 = 291^0$ folgt $\mu = 32 \cdot 10^{-18}$ für das magnetische Moment eines Moleküls, während Weiß[2]) für das Moment eines von ihm sogenannten Magnetons, d. h. des Elementarquantums des Magnetismus, $16{,}4 \cdot 10^{-22}$ findet.

Man müßte also den Schluß ziehen, daß 2 Millionen Magnetonen im Molekül des Kaufmann-Meierschen Eisens sind. Das ist aber ganz unwahrscheinlich, da aus den Weißschen Versuchen folgt, daß bei gewöhnlichem Eisen nur 11 Magnetonen im Atom sich befinden.

Da ferner nach Kaufmann und Meier die Sättigungsmagnetisierung ihres Eisens rund

1) W. Kaufmann und W. Meier, diese Zeitschr. **12**, 513, 1911.

2) R. Gans, Gött. Nachr. 1910, S. 197 und 1911, S. 1. Die zweite Abhandlung, deren Resultate den folgenden Rechnungen zugrunde liegen, war den Herren Kaufmann und Meier bei ihrer Publikation noch unbekannt, so daß sie für die Diskrepanz zwischen ihren Schlüssen und der Theorie nicht verantwortlich gemacht werden können.

1) Siehe R. Gans, Gött. Nachr. 1911, S. 35.

2) P. Weiß, Arch. des sc. phys. et nat. (4) 31. Mai 1911.

1100 beträgt, so würde folgen $n\mu = 1100$ oder $\hat{n} = 34 \cdot 10^{16}$, wenn n die Anzahl Moleküle in der Volumeinheit bedeutet. Nehmen wir an, daß das spez. Gewicht des Eisens 7,8 ist, so wären $\frac{34 \cdot 10^{16}}{7{,}8} \frac{56}{3}$ Moleküle in 1 g-Atom Eisen, also $3 \cdot \frac{34 \cdot 10^{16}}{7{,}8} \cdot \frac{56}{3} = 2{,}4 \cdot 10^{18}$ Atome in 1 g-Atom, während diese Zahl nach Perrin $68{,}5 \cdot 10^{22}$ beträgt.

Natürlich ist diese zweite Abweichung der Theorie von der Beobachtung nicht unabhängig von der ersten.

Tübingen, 11. Juli 1911, Physikal. Institut.

(Eingegangen 13. Juli 1911.)

Über den Englerschen Flüssigkeitsmesser.

Von R. v. Mises.

Zur Messung des Zähigkeitsgrades von Flüssigkeiten wird in der Industrie größtenteils der Ausflußapparat von Engler verwendet (Fig. 1[1]). Die Zeit t, in der der Flüssigkeitsspiegel im Gefäß A von einer bestimmten Marke bis zu einer bestimmten tieferen sinkt, dividiert durch den analogen Wert t' für Wasser von 20° C, heißt der „Englersche Flüssigkeitsgrad" E. Schon ein flüchtiger Blick auf irgendeine Reihe von Versuchsergebnissen zeigt, daß die Werte

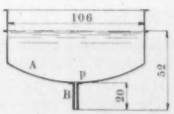


Fig. 1.

von E nicht einfach dem absoluten physikalischen Zähigkeitsmaß proportional sind. Allein daraus darf nicht, wie es gelegentlich geschehen ist[2]), auf die Unbrauchbarkeit des Englerschen Apparates für wissenschaftliche Zwecke geschlossen werden. Es sei mir gestattet, hier eine kurze Rechnung mitzuteilen, die den Zusammenhang zwischen E und der Viskositätskonstante Z klarlegt und zugleich auch den Anwendungsbereich des Englerschen Apparates abgrenzt. Zu dieser Veröffentlichung sehe ich mich um so mehr veranlaßt, als ich an anderer Stelle[1]) von dem Resultate der Rechnung, ohne diese selbst mitteilen zu können, Gebrauch machen mußte.

1. Ansatz für laminare Bewegung. Es bezeichne F den Querschnitt des Ausflußgefäßes A (Fig. 1), r den Halbmesser des Röhrchens B, h die augenblickliche Höhe des Spiegels über der Ausflußmündung, und c den augenblicklichen Wert der mittleren Geschwindigkeit in B. Dann lautet die Kontinuitätsgleichung:

$$F\frac{dh}{dt} = -r^2\pi c\,. \tag{1}$$

Wir nehmen zunächst an, die Strömung in B folge den Poiseuilleschen Gesetzen, d. h. es sei zu jeder Zeit die Geschwindigkeit v im Abstand x von der Rohrachse gegeben durch[2]):

$$v = 2c\left(1 - \frac{x^2}{r^2}\right), \tag{2}$$

und der zur Überwindung der Reibung erforderliche Gefällsaufwand sei gleich[3])

$$\frac{8Z\mu c}{r^2}, \tag{3}$$

wo μ die spezifische Masse der Flüssigkeit, Z den kinetischen Reibungskoeffizienten (von der Dimension cm^2/sec) bezeichnet. Ist I das Druckgefälle im Röhrchen B, so lautet die Bewegungsgleichung für die in B enthaltene Masse:

$$\mu\frac{dc}{dt} = g\mu + I - \frac{8Z\mu c}{r^2}. \tag{4}$$

Das Gefälle I erhält man aus der Bernouillischen Gleichung, wenn man beachtet, daß bei einer Röhrchenlänge a der Druck im Punkte p (Fig. 1) um aI höher ist als der Außendruck:

$$aI = \mu g(h - a) - \varkappa\frac{\mu c^2}{2}. \tag{5}$$

Dabei bedeutet das letzte Glied die sogenannte „Korrektur der lebendigen Kraft"[4]), und der Koeffizient $\varkappa$ ist definiert durch:

$$cr^2\pi \cdot \varkappa\frac{\mu c^2}{2} = \frac{\mu}{2}\int_0^r v^3\, 2\pi x\, dx\,. \tag{6}$$

Mit (2) ergibt sich daraus $\varkappa = 2$. Die Gleichungen (1), (4) und (5) genügen zur Bestimmung der Variablen c, h, I. Man kann I eliminieren und erhält so an Stelle von (4) und (5) als zweite Gleichung zu (1):

1) Die Figur und die Zahlenangaben sind entnommen dem Buche von D. Holde, Untersuchung der Schmiermittel, Berlin 1897, S. 45. Vergl. auch Zeitschr. Vereins Deutscher Ingen. 1885, S. 883.

2) Neuerdings von O. Scarpa, Gazzetta chimica, XL, 2, 261, 1910.

1) In dem Referate IV 10 der Enzykl. d. math. Wiss., Nr. 19a, stützt sich der Vergleich zwischen der hydrodynamischen Reibungstheorie und den Versuchsergebnissen auf die obenstehende Rechnung.

2) Vergl. z. B. Enzykl. d. math. Wiss. IV 15 (A. E. H. Love) Nr. 16, S. 76.

3) Ebenda. Oder: Brillouin, Leçons sur la viscosité, Paris 1907, t. 1, S. 131.

4) Brillouin, a. a. O., S. 133.

$$\frac{dc}{dt} = \frac{g}{a} h - \frac{8Z}{r^2} c - \frac{\varkappa}{2a} c^2. \qquad (7)$$

2. Integration. Wir vernachlässigen vorerst das Beschleunigungsglied links in (7) und behalten uns vor, später zu zeigen (Nr. 4), daß dies auf unser Resultat nur von sehr geringem Einfluß sein kann. Setzt man den Wert von c aus (1) in (7) ein, so gewinnt man:

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{8\pi}{\varkappa} \frac{a}{F} Z \left[\sqrt{1 + Kh} - 1\right], \qquad (8)$$

wo zur Abkürzung

$$K = \frac{\varkappa g}{32} \frac{r^4}{a^2} \frac{1}{Z^2} \qquad (9)$$

gesetzt ist. Die Integration von (8) gibt für die Zeit t, in der h von h_0 auf h_1 abnimmt:

$$t = \frac{8}{\pi g} \frac{aF}{r^4} Z \left[\log \text{nat} \frac{C_0 - 1}{C_1 - 1} + C_0 - C_1\right], \qquad (10)$$

worin bedeutet:

$$C_0 = \sqrt{1 + Kh_0}, \quad C_1 = \sqrt{1 + Kh_1}. \qquad (11)$$

Ist t' der Wert von t für $Z = 0{,}01$ cm²/sec (Wasser von 20° C), so hat man definitionsgemäß

$$E = \frac{t}{t'}. \qquad (12)$$

Mit Hilfe von (9)—(12) läßt sich zu jedem Z, sobald die Dimensionen des Apparates bekannt sind, E berechnen. Wenn Kh nicht gerade nahe an 1 liegt, kann man (8) durch Potenzentwicklung vereinfachen. Man erhält so für große Z:

$$\left.\begin{aligned} t &= pZ + q\frac{1}{Z}, \\ p &= \frac{8}{\pi g} \frac{aF}{r^4} \log \text{nat} \frac{h_0}{h_1}, \quad q = \frac{\varkappa}{16\pi} \frac{F(h_0 - h_1)}{a}, \end{aligned}\right| \qquad (10')$$

und für kleine Z:

$$\left.\begin{aligned} t &= a_0 + a_1 Z + a_2 Z^2, \\ a_0 &= \sqrt{\frac{\varkappa}{g}} \frac{F}{r^2 \pi} \left(\sqrt{2h_0} - \sqrt{2h_1}\right), \\ a_1 &= \frac{4}{\pi g} \frac{aF}{r^4} \log \text{nat} \frac{h_0}{h_1} = \frac{p}{2}, \\ a_2 &= \frac{a_0}{\sqrt{h_0 h_1}} \frac{16}{\pi g} \frac{a^2}{r^4}. \end{aligned}\right| \qquad (10'')$$

3. Zahlenwerte. Der Englersche Apparat wird nur in ganz bestimmten Abmessungen hergestellt. Diese sind[1]) die folgenden (in cm):

$$F = \frac{10{,}6^2 \pi}{4}, \quad a = 2, \quad 2r = 0{,}29,$$

$$h_0 = 5{,}2, \quad h_1 = h_0 - \frac{200}{F}.$$

1) Nach Holde, a. a. O.

Die Ausrechnung ergibt dann:

$h_1 = 2{,}93$, $F = 88{,}2473$, $KZ^2 = 0{,}006773$, und für den Ausdruck vor der Klammer in (10):

$$\frac{8}{\pi g} \frac{aF}{r^4} = 1036{,}8.$$

Mit diesen Werten wird für Wasser von 20° C, also $Z = 0{,}01$, nach (10) die Ausflußzeit gleich 51,6 sec, was sehr gut mit allen Beobachtungen übereinstimmt. Die aus (9) bis (12) hervorgehende genaue Formel zur Berechnung von E lautet also:

$$\left.\begin{aligned} E &= 20{,}11 \left[2{,}3026 \log \frac{C_0 - 1}{C_1 - 1} + C_0 - C_1\right] Z \\ &\text{mit } C_0 = \sqrt{1 + \frac{0{,}03522}{Z^2}}, \\ &C_1 = \sqrt{1 + \frac{0{,}01985}{Z^2}}. \end{aligned}\right| \qquad (I)$$

Die Näherung für größere Z ($Z > 1{,}0$):

$$E = 11{,}58Z + \frac{0{,}077}{Z}, \qquad (II)$$

und die für kleinere Z ($Z < 0{,}1$):

$$E = 0{,}940 + 5{,}79Z + 17{,}8Z^2. \qquad (III)$$

Einen Überblick gewährt die Fig. 2, sowie folgende kleine Tabelle[1]):

$Z =$	0,	0,01,	0,05,	0,1,	0,5,	1,0,	2,0,	3,0,
$E =$	0,94,	1,00,	1,27,	1,70,	5,93,	11,70,	23,2,	34,8.

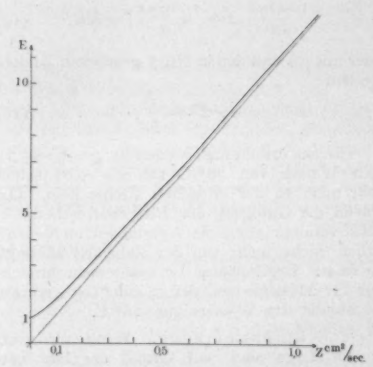


Fig. 2.

1) Rechnet man auf Grund dieser Tabelle oder Fig. 2 die von Scarpa a. a. O. gegebenen Zahlen um, so verschwinden alle dort nachgewiesenen Unstimmigkeiten.

Schließlich kann man für größere Z etwa $Z > 1$, durch Auflösung von (II) nach Z die Näherungsformel gewinnen:

$$Z = 0{,}0864\,E - \frac{0{,}08}{E}. \qquad (II')$$

4. Größe der Beschleunigung. Um die zu Beginn von Nr. 2 eingeführte Vernachlässigung des Gliedes $\frac{dc}{dt}$ in (7) zu rechtfertigen, rechnen wir aus (8) die Beschleunigung. Man findet durch Differenzieren, mit Rücksicht auf (10):

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{32\pi}{\varkappa^2}\cdot\frac{a^2}{r^2 F} K Z^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+Kh}}\right). \qquad (13)$$

Dieser Ausdruck bleibt, absolut genommen, unterhalb

$$\frac{32\pi}{\varkappa^2}\cdot\frac{a^2}{r^2 F} K Z^2 = \frac{r^2\pi}{\varkappa F}\, g = 0{,}00037\, g.$$

Die übrigen Glieder in (8) sind von der Größenordnung g. Es ist also der Fehler hinreichend klein.

5. Turbulenz. Kritischer Punkt. Die Poiseuilleschen Gesetze gelten bekanntlich nur für kleine Geschwindigkeiten, und erfahrungsgemäß schlägt das Strömungsbild in das der turbulenten Bewegung um, sobald annähernd

$$\frac{cr}{Z} = 1000 \qquad (14)$$

wird[1]). Setzt man hier für c den aus (1) und (8) folgenden Ausdruck ein, so erhält man:

$$\frac{1000\,\varkappa r}{8a}\left(2 + \frac{1000\,\varkappa r}{8a}\right) = Kh, \qquad (15)$$

oder mit (9) und den in Nr. 3 gegebenen Zahlenwerten:

$$10^4 Z^2 = \frac{h}{5{,}4}. \qquad (16)$$

Hieraus ersieht man (wegen $h_{max} = h_0 = 5{,}2$), daß Wasser von 20° C mit $Z = 0{,}01$ schon sehr nahe an der kritischen Grenze liegt. Da, sobald die Gültigkeit der Poiseuilleschen Gesetze verloren geht, die Ausflußzeit im wesentlichen nicht mehr von der Zähigkeit abhängt, so folgt: Der Apparat ist nicht mehr brauchbar für Flüssigkeiten, deren Zähigkeit geringer ist als die des Wassers von 20° C.

6. Schlußbemerkung. Wenn wir auch in der Lage sind, auf Grund der hier entwickelten Theorie aus den gegebenen Abmessungen des Apparates die Beziehung zwischen E und Z in allen Fällen zu ermitteln, so ist doch die Forderung, daß E und Z einander, wenigstens annähernd, proportional sein sollen, keine ungerechtfertigte. Denn die einzelnen Dimensionen, namentlich die Weite des Ausflußröhrchens, sind nicht leicht mit großer Genauigkeit durch direkte Messung zu bestimmen. Dadurch, daß in (12) die Ausflußzeit t mit dem an demselben Apparat gemessenen t' in Beziehung gesetzt wird, erreicht man eine gewisse Korrektur. Es ist leicht einzusehen, daß die Korrektur um so genauer sein wird, je weniger der Quotient $t:Z$ sich mit Z ändert. Nun lehrt ein Blick auf Fig. 2, daß für größere Z, also in dem eigentlichen Meßbereich des (vorwiegend zur Prüfung von Schmierölen bestimmten) Apparates, die Bedingung annähernder Proportionalität wohl erfüllt ist. Nur weil das als Vergleichsflüssigkeit gewählte Wasser von 20° C so weit außerhalb dieses Bereiches liegt, entsteht die bedeutende ziffernmäßige Abweichung. [Der erste Koeffizient in (II) müßte 100 statt 11,58 betragen.] Wir möchten daher den Schluß ziehen: Bei Anwendung des Englerschen Apparates für wissenschaftliche Zwecke wird es sich empfehlen, statt des Wassers eine Flüssigkeit von wesentlich höherem, bekanntem Zähigkeitsgrade als Vergleichssubstanz zu wählen. Die naheliegenden Gründe, die zur Wahl des Wassers führten, fallen ohnehin für sorgfältigere Laboratoriumsversuche weniger ins Gewicht.

Straßburg i. E., 16. Juni 1911.

(Eingegangen 18. Juni 1911.)

1) Vergl. z. B. Brillouin, a. a. O., S. 209.

Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus dem Bodenverrückungsverhältnis der einmal reflektierten zu den direkten Longitudinalwellen.

Von Ludwig Geiger und Beno Gutenberg[1]).

Karl Zöppritz hinterließ bei seinem Tode (Juli 1908) eine unfertige Arbeit folgenden Inhalts:

An diskreten Beispielen wird gezeigt, daß selbst sehr verschiedene Annahmen über die Konstitution des Erdinnern zu sehr wenig differierenden Laufzeitfunktionen führen. Es ist also zurzeit wenig Aussicht vorhanden, durch das Studium der Laufzeitfunktion die Konstitution des Erdinnern genauer kennen zu lernen, als dies bisher[2]) möglich war. Zöppritz berech-

1) Vorläufige Mitteilung über eine demnächst erscheinende gleichnamige Arbeit (Göttinger Nachrichten, math.-phys. Klasse).

2) K. Zöppritz und L. Geiger, Über Erdbebenwellen III. Gött. Nachr., math.-phys. Kl. 1909.

nete darum das Bodenverrückungsverhältnis der einmal reflektierten zu den direkten Longitudinalwellen verschieden ferner Beben für eine völlig homogene und verschieden angenommene mehrteilige Erde. Dabei erkannte er, daß dieses Verhältnis ein sehr empfindliches Kriterium für die Konstitution des Erdinnern bildet. Aus einigen vorläufigen Beobachtungen schloß Zöppritz, daß seine homogene Erde mit seinen Beobachtungen völlig unvereinbar sei, daß aber eine mehrteilige Erde die Beobachtungen darstellen könnte.

Die Zöppritzsche Methode benützt folgende Hypothesen: 1. am Erdbebenherde breitet sich die Energie isotrop, die Wellen also kugelförmig aus; 2. die Reflexion an der Erdoberfläche geschieht gegen das Vakuum; 3. die Absorption wird in allen Tiefen vernachlässigt. — Man denkt sich den Herd von einer Elementarkugel umschlossen. Durch Ebenen, die senkrecht auf dem Herdradius (= Erdmittelpunkt-Herd) stehen, wird diese Kugel in Zonen eingeteilt. Wegen der Hypothese (1) ist dann der Energiefluß durch eine solche Zone proportional der Zonenoberfläche. Die Randstrahlen einer solchen Zone gelangen schließlich wieder an die Erdoberfläche und schneiden dort eine Zone aus; dann werden sie reflektiert, durchlaufen nochmals das Erdinnere und schneiden schließlich an der Erdoberfläche wieder eine Zone aus, die doppelt so breit ist, wie die Zone beim ersten Auftauchen. Die Energiedichte, das ist die Energie pro Flächeneinheit, berechnet Zöppritz hinreichend genau als $\frac{\text{Energieinhalt der Zone}}{\text{Zonenoberfläche}}$. Nun entsteht bei der Reflexion einer Longitudinalwelle stets auch eine Transversalwelle, deren Energie für eine gegebene Substanz nur Funktion des Einfallswinkels i (im Sinne der Optik gerechnet) ist. Dieser Energieverlust ist natürlich stets in Rechnung zu setzen. Aus der ankommenden Energie ergibt sich die ankommende Wellenamplitude. Die zugehörige horizontale resp. vertikale Bodenverrückung ergibt sich schließlich aus dem Zusammenwirken dieser ankommenden und der beiden abgehenden Wellenamplituden. Der Weg der oben besprochenen Randstrahlen ist natürlich nur dann berechenbar, wenn der Einfallswinkel i als Funktion der Herddistanz Δ vorgegeben ist. In dieser Weise wird das Bodenverrückungsverhältnis der einmal reflektierten zu den direkten Longitudinalwellen als Funktion der Herddistanz Δ berechnet.

Die beiden Verfasser hatten es übernommen, dieses Fragment von Zöppritz zu einem Abschluß zu bringen. Dabei zeigte es sich, daß die Zöppritzschen Zahlenwerte vermutlich nicht vermittelst der Wiechertschen Grundformeln für die Reflexion gewonnen waren[1]); leider sind keinerlei Angaben über die benützten Formeln vorhanden. Gutenberg hat deshalb auf Grund der Wiechertschen Reflexionsformeln die Theorie der Zöppritzschen Methode entwickelt. Nun hat Wiechert eine Methode angegeben[2]), die es ermöglicht, die $i(\Delta)$-Funktion zu berechnen, wenn man annimmt, daß innerhalb einer endlich dicken Erdschicht die Strahlen Kreisbögen sind. Nach dieser Methode hat Geiger eine $i(\Delta)$-Funktion so berechnet, daß sie nahezu mit der Wiechert-Zöppritzschen[3]) koinzidiert (vgl. Fig. 1). Dazu genügte es,

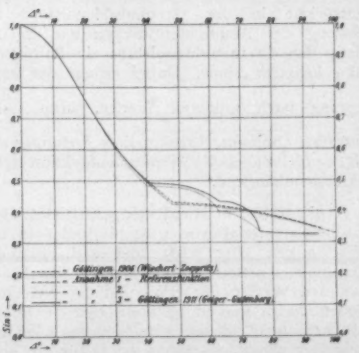


Fig. 1.

wie schon Wiechert gezeigt hat, eine zweiteilige Erde anzunehmen, deren Kern so definiert ist, daß in ihm die Strahlen geradlinig verlaufen, und der Grenzstrahl, d. h. derjenige Strahl, der den Kern streift, in 48^0 Herddistanz auftaucht. Diese $i(\Delta)$-Funktion heißt nach Wiechert „Referenzfunktion"; wir nennen sie zum Unterschied von späteren Annahmen „Annahme 1".

Gutenberg hat auf Grund dieser Annahme (1) die horizontale Amplitudenfunktion $p(\Delta)$ berechnet. $p(\Delta)$ beginnt bei $\Delta = 0^0$ mit 0,35, fällt dann stetig, passiert bei $\Delta = 18^0$ ein Mi-

1) E. Wiechert, Über Erdbebenwellen I. Gött. Nachr., math.-phys. Kl. 1907.
2) E. Wiechert, Über Erdbebenwellen IV. Gött. Nachr., math.-phys. Kl., im Druck.
3) K. Zöppritz, Über Erdbebenwellen II. Gött. Nachr., math.-phys. Kl. 1907.

nimum von 0,05 und steigt dann wieder stetig, um bei $\Delta = 48^0$ von 0,81 auf 4,3 zu springen; dann fällt $p(\Delta)$ stetig, um in $\Delta = 2 \cdot 48^0 = 96^0$ von 1,2 auf 0,23 zu springen; dann steigt $p(\Delta)$ stetig, bis es bei $\Delta = 180^0$ unendlich wird. Die vertikale Funktion $q(\Delta)$ ist durch eine einfache Beziehung mit $p(\Delta)$ verknüpft und es ist stets $q(\Delta) \leq p(\Delta)$. Das ausgeprägte Minimum bei $\Delta = 18^0$ rührt vom Reflexionsvorgang her, hat also gar nichts mit der Annahme über die Konstitution des Erdinnern zu tun; es wird also bei jeder Annahme auftreten. Dagegen sind die beiden Sprungstellen bei $\Delta = 48^0$ und $\Delta = 96^0$ eine direkte Folge der einen angenommenen Grenzfläche. Überhaupt gilt folgendes Gesetz:

„Jeder Unstetigkeitsfläche im Erdinnern entspricht in der Grenzstrahlendistanz ein Sprung der Amplitudenfunktion und in der doppelten Grenzstrahlendistanz ein Sprung in umgekehrtem Sinne. Dabei erfolgt der erste Sprung nach größeren Werten, wenn $\left|\frac{\partial i}{\partial \Delta}\right|$ plötzlich abnimmt. Erfolgt diese Änderung stetig, so bleibt auch die Amplitudenfunktion stetig zusammenhängend."

Geiger hat an Hand des ganzen Göttinger Erdbebenmaterials von 1904 bis Juni 1911 Beobachtungen über $p(\Delta)$ und $q(\Delta)$ getrennt gesammelt; dabei sind die p-Werte das Mittel aus den Werten der EW- und der NS-Komponente. Im ganzen erwiesen sich 71 Beben als brauchbar, denen verschiedenes Gewicht beigelegt wurde. Zunächst wurde für die horizontale und vertikale Komponente je eine graphisch ausgeglichene Amplitudenfunktion aufgestellt. Beide zeigen den gleichen Habitus, jedoch liegt die vertikale wesentlich tiefer als die horizontale Funktion, was durchaus der Theorie entspricht. Um allen vertikalen und horizontalen Einzelbeobachtungen gerecht zu werden, muß man die vertikalen Einzelbeobachtungen auf horizontale transformieren, so daß jetzt unter Berücksichtigung aller Beobachtungen und ihrer Gewichte die wahrscheinlichste Amplitudenfunktion graphisch ermittelt werden kann. Dies kann aber nicht ohne weiteres geschehen, weil man zur Transformation die Sin $i(\Delta)$-Funktion kennen muß. Zunächst ist dies aber nur näherungsweise als Annahme (1) der Fall. Man kann diese Transformation vielmehr erst dann ausführen, wenn man auf Grund der horizontalen Beobachtungen allein eine verbesserte Sin $i(\Delta)$-Funktion bestimmt hat. Dabei zeigten sich keinerlei Diskrepanzen zwischen den horizontalen und vertikalen Beobachtungen. Die beobachtete Amplitudenfunktion hat folgenden Verlauf (siehe Fig. 2):

Von $\Delta = 0^0$ bis zu $\Delta = 38^0$ fehlen Beobachtungen. Die ausgeglichene Funktion beginnt bei $\Delta = 41^0$ mit einem senkrechten Anstiege von 0,5 bis zu 5; dann fällt sie stetig, bis sie bei $\Delta = 61^0$ mit 0,4 endigt; von hier bis $\Delta = 65^0$ fehlen Beobachtungen; bei $\Delta = 65^0$ beginnt die Funktion wieder mit 1,0 und fällt

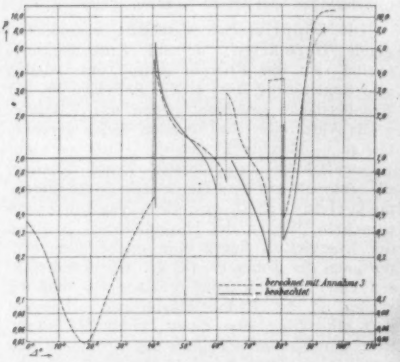


Fig. 2.

stetig auf 0,2 bei $\Delta = 76^0$; hier steigt sie senkrecht bis auf 2,0; bis zu $\Delta = 80^1/_2{}^0$ fehlen zuverlässige Beobachtungen; dann fällt die Funktion senkrecht von 1,6 auf 0,3, um sofort wieder steil und stetig anzusteigen; die zuverlässigen Beobachtungen endigen bei $\Delta = 94^0$ mit dem Werte 8.

Das Fehlen der Beobachtungen unterhalb $\Delta = 41^0$ hat einen doppelten Grund: einmal differieren die Laufzeiten bei diesen kleinen Herddistanzen nur wenig, die beiden Wellen können darum bei den üblichen Registriergeschwindigkeiten nicht mit Sicherheit getrennt werden; andererseits ergibt die Theorie, daß gerade in diesem Gebiete die reflektierte Welle verschwindend schwach ist. Entsprechend dem oben ausgesprochenen Gesetze sind die Vertikalstellen bei $\Delta = 41^0$ und $\Delta = 80^1/_2{}^0$ durch eine Unstetigkeitsfläche verursacht. Dasselbe gilt für die Vertikalstelle bei $\Delta = 76^0$, der also bei $\Delta = 2 \cdot 76^0$ eine weitere Vertikalstelle koordiniert sein muß, deren Nachweis allerdings noch zu erbringen ist. Die Lücke zwischen $\Delta = 61^0$ und $\Delta = 65^0$ wurde ebenfalls als Vertikalstelle einer 3. Unstetigkeitsfläche interpretiert und

als kritische Distanz $\Delta = 63^0$ angenommen; bei $\Delta = 2 \cdot 63^0$ ist also wieder eine Vertikalstelle zu erwarten, deren Nachweis aber auch noch aussteht. Das Studium der Amplitudenfunktion oberhalb $\Delta = 94^0$ ist einer späteren Arbeit vorbehalten worden. Die Amplitudenfunktion bis $\Delta = 94^0$ signalisiert also 3 Unstetigkeitsflächen.

Man sieht sofort, daß die nach Annahme (1) berechnete Amplitudenfunktion den Beobachtungen[1]) verträgt. Durch sukzessive Approximation konnte dies erreicht werden (s. Fig. 2). Wie man sieht, schmiegt sich diese hypothetische Amplitudenfunktion fast überall der beobachteten innerhalb der Beobachtungsfehler an, nur zwischen $\Delta = 67^0$ und $\Delta = 75^0$ bestehen noch reelle Abweichungen; jedoch genügt eine ganz minimale, durchaus erlaubte Variation der Hypothesen völlig, um auch in diesem Gebiete

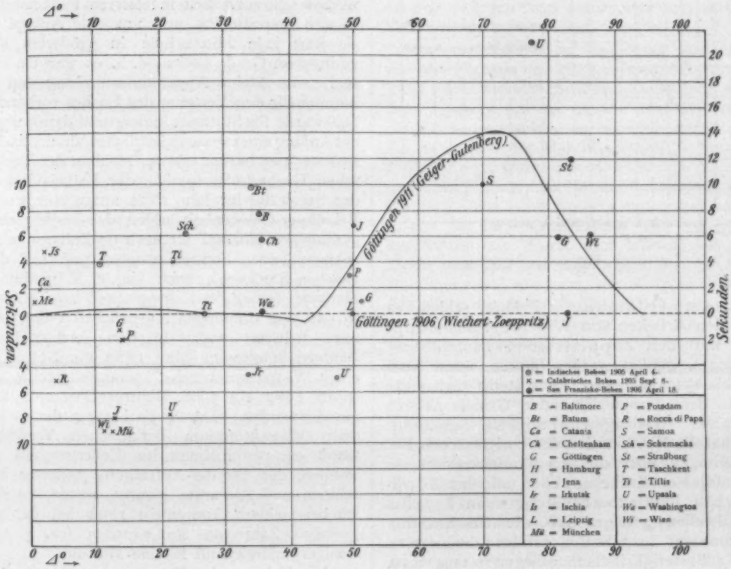


Fig. 3.

achtungen widerspricht. Die Verfasser haben deshalb versucht, eine derartige Hypothese über das Erdinnere aufzustellen, daß die daraus berechnete Amplitudenfunktion der beobachteten möglichst entspricht.

Dazu wurde die $i(\Delta)$- resp. Sin $i(\Delta)$-Funktion derartig variiert, daß 1. die 3 Grenzdistanzen $\Delta = 40{,}3^0$, 63^0, 76^0 festgehalten wurden, 2. der Verlauf sich mit der Amplitudenfunktion verträgt, 3. die Sin $i(\Delta)$-Funktion sich mit den Zöppritzschen Laufzeitbeobachtungen Koinzidenz zu erreichen. Die sich aus der gewählten Hypothese ergebende Laufzeitfunktion liegt zwischen $\Delta = 45^0$ und $\Delta = 90^0$ höher als die Wiechert-Zöppritz-Funktion 1906, im Maximum 14 Sekunden; sie genügt den Zöppritzschen Laufzeitbeobachtungen merklich besser, als die von Wiechert und Zöppritz angenommene Laufzeitfunktion (siehe Fig. 3).

Geiger hat dann nach der von Wiechert

1) K. Zöppritz, Über Erdbebenwellen III, l. c.

ausgebildeten Herglotzschen Methode[1]) die Scheiteltiefe diskreter Strahlen berechnet. Dabei ergab sich als Tiefe der 3 Unstetigkeitsflächen 1194 ± 50, 1677 ± 100, 2436 ± 150 Kilometer. Weiter ergab sich die Geschwindigkeit longitudinaler Wellen als Funktion der Tiefe (siehe Fig. 4). Zum Vergleich zeigt Fig. 4 auch die früher in Göttingen ermittelte Geschwindigkeitsfunktion[2]).

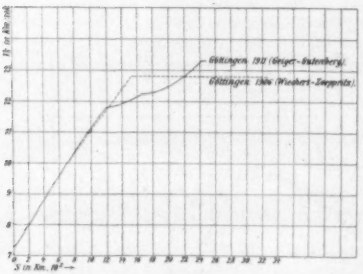


Fig. 4.

Zusammenfassung. Früher schien es nach den Arbeiten von Wiechert und Zöppritz, daß den Zöppritzschen Laufzeitbeobachtungen genügt werden könne, wenn man eine bis 1519 Kilometer Tiefe stetig wachsende und in dem darunterliegenden Gebiete nahezu konstante Wellengeschwindigkeit annimmt. Jetzt hat die Kombination der Geigerschen Beobachtungen über die Amplitudenverhältnisse longitudinaler Erdbebenwellen mit den Zöppritzschen Laufzeitbeobachtungen an Longitudinalwellen gezeigt, daß die Geschwindigkeitszunahme in 3 Stufen erfolgt; die zugehörigen 3 Unstetigkeitsflächen liegen in 1194 ± 50, 1677 ± 100, 2436 ± 150 Kilometer Tiefe. Der Gedanke der Amplitudenbetrachtung stammt von K. Zöppritz †.

1) E. Wiechert und L. Geiger, diese Zeitschr. 11, 294—311, 1910.
2) K. Zöppritz und L. Geiger, Über Erdbebenwellen III, l. c. und E. Wiechert und L. Geiger, l. c.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 27. Juli 1911.

(Eingegangen 30. Juli 1911.)

Der Neubau des physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Stuttgart[1]).

Von K. R. Koch.

Eine Geschichte des physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Stuttgart ist wie wohl die der meisten technischen Hochschulen leicht geschrieben. Entweder haben wir es mit durchaus modernen Gebilden, wie bei den neuzeitlich gegründeten, zu tun, dann haben sie überhaupt noch keine Geschichte, oder die Hochschule hat sich, wie Stuttgart, aus einer Gewerbeschule entwickelt; in letzterem Falle handelte es sich ursprünglich nur um eine Anlage wie sie jetzt jede Mittelschule in größerem oder geringerem Grade besitzt, d. h. es war ein Hörsaal, eine kleine Apparatensammlung und ein Zimmer für den Vertreter des Faches vorhanden. Das wurde für Stuttgart anders und damit wurde der Anfang eines wissenschaftlichen akademischen Instituts geschaffen, als der Neubau der Technischen Hochschule, speziell der Flügelanbau an der Seestraße im Jahr 1874 aufgeführt wurde. Bei dieser Gelegenheit erhielt das Institut einen geräumigen Hörsaal für etwa 90 Zuhörer, einen entsprechenden Sammlungsraum und auf dem gleichen Stockwerk noch vier z. T. geräumige Zimmer; ferner im Kellergeschoß zwei Räume, so daß den damaligen Ansprüchen vollauf Genüge geleistet war. In den letzterwähnten Räumen konnte im Jahre 1882 ein Schmidtscher Wassermotor nebst Dynamomaschine und später 1887 ein 5 P.S. Deutzer Gasmotor aufgestellt werden. Durch Verlegung der neben dem Maschinenraum befindlichen Werkstatt wurde ein neuer Raum im Kellergeschoß gewonnen, der für die Aufstellung weiterer Maschinen und Apparate benutzt wurde, so daß ich bei meinem Amtsantritt 1891 bei der nur geringen Zahl von Praktikanten (ca. 5 und weniger) hinreichend Räume vorfand.

Mit Hebung der Frequenz der Hochschule jedoch und der Tatsache, daß die Studierenden (Lehramtskandidaten) der Mathematik mehr und mehr einen Teil ihrer Studienzeit auf die Technische Hochschule verlegten, mit dem Aufblühen der Elektrotechnik, reichten die vorhandenen Räumlichkeiten nicht mehr aus. Bei der anfänglich nur geringen Zahl der Praktikanten konnten die Räume des Praktikums auch für wissenschaftliche Arbeiten mit benutzt werden, als jedoch die Zahl der Praktikanten wuchs, kam für wissenschaftliche Arbeiten nur das kleine (9 × 2,5 m große) Zimmer des Institutsvorstandes, das aber zugleich Ansprach-, Schreibzimmer und Laboratorium war, in Betracht.

1) Instituts-Neubauten Nr. VIII (Nr. VII: diese Zeitschr. 12, 551, 1911).

Denn die im Kellergeschoß gelegenen Räume waren, da sie als gesundheitlich nicht einwandfrei von sachverständiger Seite bezeichnet waren, für längeren Aufenthalt, also wissenschaftliches Arbeiten in ihnen nicht brauchbar.

So sah ich mich schon im Jahre 1895 gezwungen, auf den empfindlichen Raummangel im physikalischen Institut in einer Eingabe an das kgl. Ministerium hinzuweisen und einen Neubau des Instituts zu beantragen.

Da es aus finanziellen Gründen während einer Reihe von Jahren nicht möglich war, der Frage eines Neubaues näher zu treten, so wurden dem Institut einige weitere Räume zugewiesen, namentlich aber wurde der Hörsaal dadurch, daß er in den bisherigen Sammlungsraum verlegt wurde, um 60 Plätze vergrößert. Durch alle diese Maßnahmen jedoch konnte dem empfindlichen Platzmangel nicht abgeholfen werden. Die Experimentalphysik war bei 150 Plätzen von 260 Studierenden belegt; aber nur von 100 Plätzen der 150 vorhandenen konnte man hinreichend dem, was an der Tafel auseinandergesetzt oder auf dem Experimentiertisch demonstriert wurde, folgen. Die bis gegen 100 gestiegene Zahl der Praktikanten konnte nur schwer bei höchstens 20 Arbeitsplätzen untergebracht und mit Hilfe nur eines Assistenten genügend unterwiesen werden. Am schlimmsten war es mit der Gelegenheit zu selbständigem wissenschaftlichen Arbeiten bestellt. Außer dem Zimmer des Institutsvorstandes und dem kleinen Raum, der dem Assistenten zugewiesen war, war nur ein kleinerer Raum hierfür vorhanden, jedoch auch erst vom Jahr 1906 ab, so daß fast alle Gesuche der Lehramtskandidaten um Plätze zur Ausführung der in der Staatsprüfung geforderten wissenschaftlichen Arbeit, wenn sie ein experimentell zu behandelndes physikalisches Thema bearbeiten wollten, abgewiesen werden mußten.

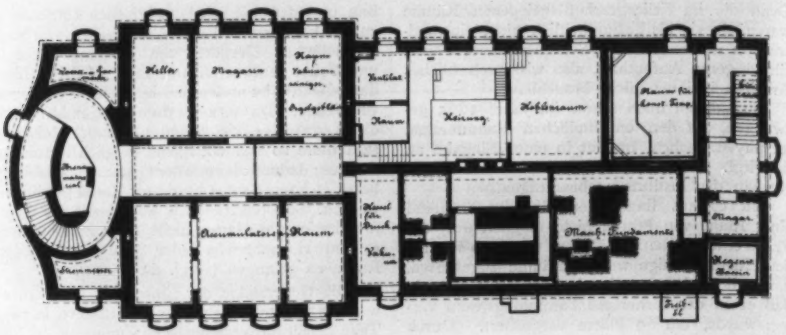
So war es denn mit Freude zu begrüßen, daß sich das Kgl. Ministerium des Kirchen- und Schulwesens im Jahre 1906 entschloß, bei den Ständen den Antrag auf Errichtung eines neuen physikalischen Instituts zu stellen. Durch das große Entgegenkommen derselben wurden für den Bau die notwendigen Kredite bewilligt und in den Etat eingestellt.

Die Pläne wurden von Herrn Oberbaurat Prof. Jassoy an der Technischen Hochschule im Einvernehmen mit mir entworfen. Maßgebend waren hierbei folgende allgemeine Gesichtspunkte. Da es ein der wissenschaftlichen Arbeit gewidmetes Haus sein sollte, so sollte das Äußere zwar gediegen, aber in größter Einfachheit gehalten werden, um, was hier erspart werden konnte, dem inneren Ausbau und der möglichst praktischen Einrichtung zugute kommen zu lassen. Abgesehen von zwei symbolischen Gestalten am Eingang, Energie und Äther (entworfen von Prof. Habich hier) darstellend[1]) ist außen und innen jeder Schmuck vermieden. Da ferner erfahrungsgemäß durch die Korridore viel Raum unbenutzt bleibt, so sind diese so viel wie irgend möglich vermieden worden; dadurch konnte der Grundriß verkleinert bezw. es konnte sonst nutzbarer Raum gewonnen werden. Selbstverständlich war damit die Kommunikation im Hause nicht etwa unterbunden, es war vielmehr von jeder Seite aus in jeden Raum zu gelangen (vergl. die Pläne).

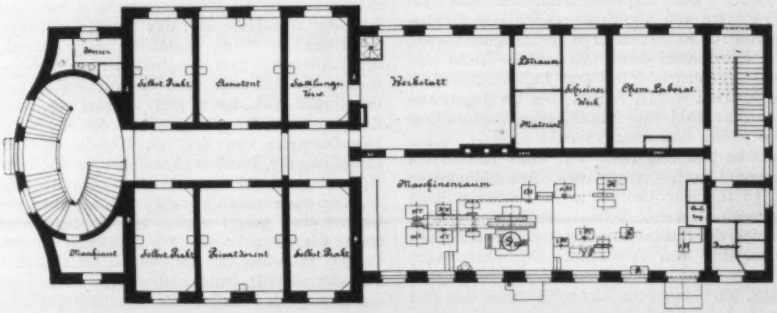
Die Generalidee der Einteilung des Hauses war die folgende; es war gewissermaßen in zwei Teile geteilt mit verschiedenen Zugängen. 1. Mit dem Eingang von der Straße aus: die Zimmer für die wissenschaftlichen Arbeiten, der Hörsaal, die Werkstatt, der Maschinenraum; 2. mit dem Eingang vom Hofe aus: das Übungspraktikum, der kleine Hörsaal, das Handfertigkeitspraktikum, die Bibliothek. Das Sprechzimmer und Laboratorium des Institutsvorstandes war sowohl von der Straße aus durch den Hörsaal als auch direkt vom Hof aus zugänglich. Ich bin hierin bewußterweise von der seit Kundt üblichen Einteilung des Instituts abgewichen, wonach der Hörsaal abgesondert speziell von den Räumen die der wissenschaftlichen Forschungsarbeit gewidmet sind, gelegt wird. Meiner Erfahrung nach wirken aber die 4—5 Stunden in der Woche, in denen sich im Hörsaal ein lebhafter Verkehr abspielt, bedeutend weniger störend als das tagtäglich stattfindende Übungspraktikum.

Im einzelnen war die Anordnung der Räume die folgende: Im Kellergeschoß befanden sich neben Räumen für Kohlen, Heizung, Ventilator, ein Raum für konstante Temperatur mit doppelten durch eine Luftschicht isolierten Wänden, der Akkumulatorenraum, je ein Raum für Hochdruck- und Vakuumkessel nebst einigen Magazinen. Im Untergeschoß lagen, mit Zugang von der Straße, auf gemeinsamem Korridor die 5 Zimmer für die wissenschaftlichen Forschungsarbeiten; durch Vorplatz, Vorgarten etc. getrennt von der Straße waren die nächsten von ihnen doch immerhin über 15 m von der Straße entfernt, so daß Erschütterungen durch vorüberfahrende Lastwagen nicht zu befürchten waren. Der übrige Teil des Untergeschosses wurde durch den Maschinenraum einerseits und die Werkstatträume andererseits sowie einen Raum für chemische Arbeiten eingenommen. Im I. Obergeschoß lag, ebenfalls mit Zugang von

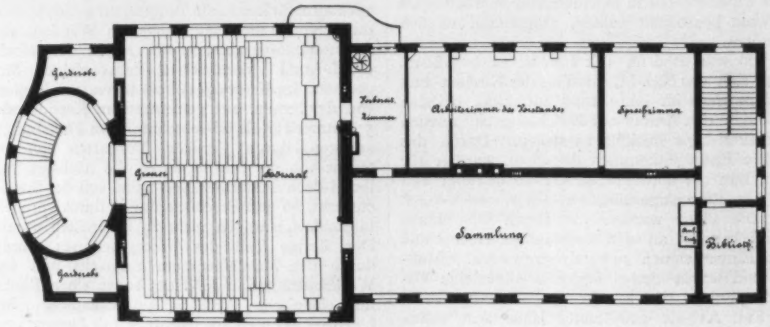
1) Allerdings als die „Konstituenten" des Weltalls augenblicklich wohl nicht mehr ganz zeitgemäß.



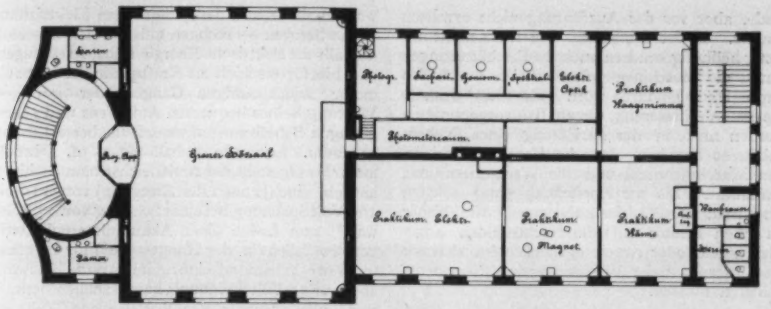
Kellergeschoß.



Erdgeschoß.



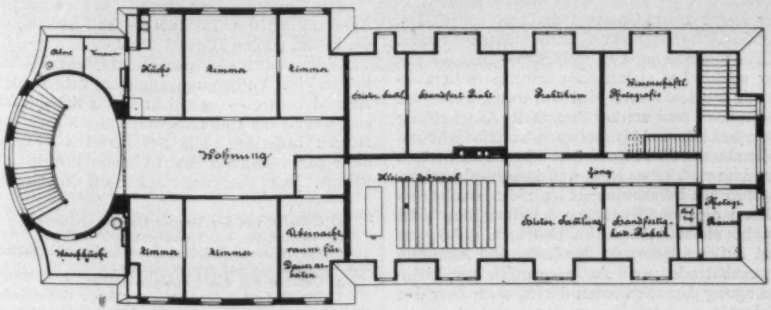
I. Obergeschoß.



II. Obergeschoß.

der Straße, der große Hörsaal mit seinem Vorbereitungszimmer; dahinter einerseits die Sammlung und die Handbibliothek, anderseits das Arbeits- und Ansprachzimmer des Institutsvorstandes. Das ganze II. Obergeschoß, soweit nicht der Hörsaal der natürlich durch zwei Stockwerke geht, den Raum innehat, ist dem Übungspraktikum gewidmet, dasselbe hat seinen Zugang vom Hof aus. Im Dachgeschoß befindet sich der kleine Hörsaal, die sogenannte historische Sammlung, drei Räume für das Handfertigkeitspraktikum, ein Raum für wissenschaftliche photographische Forschungen und ein kleinerer Raum für sonstige photographische Arbeiten. Ferner befindet sich über dem großen Hörsaal die Wohnung des Institutsmechanikers, sowie ein Raum, in welchem man bei Dauerarbeiten, wie sie hier und da wohl nötig sind, übernachten kann.

Um durch den Straßenverkehr, der allerdings in der Wiederholdstraße, an der das Institut liegt, nur sehr gering ist, möglichst wenig gestört zu werden, war der Bau mit seiner schmalen Seite gegen die Straße gelegt. Es war ferner mit der Bauleitung verabredet, den Bau selbst so massiv und stabil wie möglich zu gestalten; deshalb waren sowohl die Mauern wie die eisernen Träger der Decken von nicht gewöhnlicher Stärke; die Decken selbst waren massiv (Securadecken), so daß wir glaubten, das menschenmöglichste für eine feste Aufstellung der Instrumente in allen Stockwerken getan zu haben. Leider erfüllte sich diese Hoffnung nicht; vielmehr war durch diese überaus massive Bauweise ein Bau geschaffen, der einem homogenen Körper gleicht, durch den sich jede Erschütterung ohne Störung fortpflanzt; ein Ergebnis, das ich nachträglich erklärlich



Dachgeschoß.

finde, aber vor der Ausführung nicht erwarten konnte. Es ist demgemäß das Haus nicht nur lästig hellhörig, sondern auch die Erschütterungen durch die Maschinen pflanzen sich durch das ganze Haus hindurch fort. Es muß deshalb die erste Verbesserung, die am Bau vorgenommen werden muß, in der Errichtung eines Nebengebäudes bestehen, das die Hauptstörenfriede, den Maschinenraum und die Werkstattsräume, aufnimmt. Bis zur Herstellung eines solchen wird man bei Präzisionsmessungen, wie bisher im alten Institut auf die Nachtstunden angewiesen sein oder soweit es möglich ist, sich mit erschütterungsfreier Aufhängung der Instrumente behelfen müssen.

Anlagen und Einrichtungen für die Arbeitszwecke.

a) Elektrische Anlagen. In einem modernen physikalischen Institut bilden zweifellos die elektrischen Anlagen einen sehr wichtigen Faktor der inneren Einrichtung. Es wurde deshalb der Lösung dieser Frage die größte Aufmerksamkeit gewidmet. Zunächst hatte ich mich darüber zu entscheiden, ob die elektrische Energie von der städtischen Zentrale bezogen oder im Institut selbst erzeugt werden sollte. Ersteres war das Bequemere; aber auch für den Betrieb kostspieligere. Die städtische elektrische Zentrale hat für die Stromabgabe zwei Tarife. Der Preis der Kilowattstunde zu Beleuchtungszwecken beträgt für die Zeit von 5—7 Uhr abends vom 1. Oktober bis letzten Februar 60 Pfg., in der übrigen Zeit 40 Pfg., für Kraft- und Heizzwecke entsprechend 40 und 18 Pfg. Der Hauptverbrauch an elektrischer Energie im Institute wird jedenfalls, da die Vorlesung über Experimentalphysik und das Praktikum am Nachmittag (erstere von 5—6 Uhr, das Praktikum dauert in der Regel bis 7 Uhr und darüber) stattfinden, in die Zeit des hohen Tarifs fallen; es wird deshalb der Bezug von elektrischer Energie aus der städtischen elektrischen Zentrale recht kostspielig werden, ferner wird sich wegen zeitweisen Gebrauchs sehr starker Ströme die Anschaffung einer besonderen Akkumulatorenbatterie nicht umgehen lassen, da die Entnahme sehr starker Ströme aus dem städtischen Netz, weil dasselbe nicht dementsprechend dimensioniert ist, nicht erlaubt sein dürfte; die hohe Spannung desselben (220 Volt) macht sie außerdem im Gebrauch unbequem und äußerst teuer; da das Laden der Akkumulatorenbatterie, weil sie gelegentlich zur Lichterzeugung benutzt werden dürfte, auch über den Lichtzähler stattfinden mußte, so durfte man in Berücksichtigung aller dieser Umstände auf einen mittleren Preis von 50—60 Pfg. per Kilowattstunde — aus dem städtischen Elektrizitätswerke bezogen — rechnen müssen. Ich beschloß deshalb die elektrische Energie selbst zu erzeugen, und hierfür erschien als Kraftquelle der Dieselmotor seines ruhigen Ganges, der geringen Wartung, seines bequemen Anlaufens und seiner geringen Betriebskosten wegen die beste Lösung zu bieten. Es wurde deshalb ein 35 pf. Dieselmotor[1]) aufgestellt, der zwei Gleichstrommaschinen antrieb, eine (je nach der Erregung) von 110 bis 160 Volt Spannung bei einer Leistung von 25 Kilowatt[2]) zum Laden einer Akkumulatorenbatterie von 60 Zellen (in der Hauptsache[3]) für Beleuchtungszwecke benutzt), eine zweite[4]) von 24 Kilowatt, aber nur 50 Volt Spannung, hauptsächlich benutzt zum Laden einer Starkstrombatterie von 16 Zellen[5]). Diese Batterie diente zur Erzeugung starker Ströme, indem durch Parallelschaltung der Zellen aus ihr bis zu 2000 Amp. (allerdings bei nur 8 Volt Spannung) entnommen werden konnten. Eine dritte Akkumulatorenbatterie von nur 5 Zellen[6]), die durch eine Maschine von 15 Volt Spannung geladen wurde, diente für alle Schwachstromarbeiten und Meßzwecke im Institut, deshalb kurz „Meßbatterie" genannt und ersetzte für alle Arbeiten die galvanischen Elemente oder die transportablen Akkumulatoren.

Nachdem jetzt die ganze Anlage $1^1/_2$ Jahr in Betrieb gewesen ist, hat sich gezeigt, daß die Kilowattstunde unter Berücksichtigung aller Unkosten auf ca. $^1/_{10}$ des Zentralepreises, d. h. auf 5—6 Pfg., zu stehen kommt.

Außerdem befinden sich im Maschinenraum: eine Maschine, die Wechselstrom und Drehstrom liefert, je nach der Schaltung, bis zu 190 Volt Spannung bei einer Leistung von 5 Kilowatt, eine Dynamo von niederer Spannung (15 Volt bei 100 Ampere), beide durch einen Elektromotor von 8 P.S. angetrieben.

Die Verteilung der Elektrizität in die einzelnen Arbeitsräume des Instituts — mit Ausnahme des in den großen Hörsaal führenden, der seine Verteilungsschalttafel aus Bequemlichkeitsrücksichten im Vorbereitungszimmer neben dem Hörsaal besitzt — geschieht von 2 Schalttafeln aus, welche die eine Längswand des Maschinenraumes bedecken. Die Schalttafel *A* (Fig. 1) dient zur Verteilung der Lichtleitungen in alle Räume. Jedes Stockwerk besitzt auf dem Schalt-

1) Geliefert von der Deutzer Gasmotorenfabrik.
2) Geliefert von der Maschinenfabrik Eßlingen.
3) Bei 26 Amp. Entladungsstrom besitzt die Batterie eine Kapazität von 648 Amperestunden.
4) Geliefert von den Lahmeyer-Werken.
5) Die Batterie besitzt bei 504 Amp. Entladestrom 1512 Amperestunden Kapazität. Die Akkumulatoren stammten aus der Akkumulatorenfabrik Hagen in Westfalen.
6) Bei 18 Ampere Entladestrom eine Kapazität von 54 Amperestunden.

brett zwei Ausschalter nebst Hauptsicherungen. Die Schalttafel *B* (Fig. 1, 2) dient zur Verteilung des Arbeits- und Experimentierstromes. Wie aus der Abbildung ersichtlich, treten von links in die Schalttafel (in die horizontalen Schienen, vergl. Fig. 3) ein: 1. die Leitungen der Starkstrombatterie; 2. der niedergespannten Dynamo, 15 Volt; 3. der Dynamo mit 50 Volt; 4. der mit 110—160 Volt; 5. des städtischen Netzes (als Reserve) mit 2 mal 110 Volt; 6. der (Licht-)Akkumulatorenbatterie mit 120 Volt; 7. der Wechselschränkchen eingebaut, zu dem nur der beaufsichtigende Assistent den Schlüssel hat, damit durch die Studierenden nicht falsche Schaltungen und damit Beschädigungen des Leitungsnetzes verursacht werden können.

b) Gas- und Wasseranlage. Selbstverständlich ist in alle Arbeitsräume sowohl Wasser wie Gas geleitet mit entsprechenden Zapfstellen, Abläufen bezw. Schlauchhähnen für die Entnahme; ferner befindet sich in den meisten Arbeitsräumen eine Zapfstelle für Regenwasser

Fig. 1.

strom-; 8. der Drehstrom-Dynamo. Je vier Paar Leitungen verbunden mit den 8 vertikalen Schienen der Verteilungsschalttafel leiten dann die Ströme in die einzelnen Zimmer, wie dies aus Skizze Fig. 3 (Verteilungstafel im Maschinenraum) zu ersehen ist; dort befinden sich dann wiederum gleichgebaute Verteilungsschalttafeln (in der Skizze Fig. 3 in ihrem oberen Teil angedeutet), von denen aus der Strom an die verschiedenen Arbeitsplätze geleitet werden kann. Soweit sich diese Schalttafeln in den Räumen des Übungspraktikums befinden, sind sie in einem Glas-

für Spülzwecke. Es wird nämlich ein Teil des das Gebäude treffenden Regenwassers (das von der westlich gelegenen Dachseite, als der reinlichsten aufgefangen), in einem großen unterirdischen Reservoir (vergl. Plan) gesammelt und durch eine kleine im Maschinenraum befindliche elektrisch betriebene Pumpe[1]) in ein kleines (ca. 15—20 Liter fassendes) Reservoir gepumpt, das auf der Dachbühne aufgestellt ist. In diesem befindet sich ein Schwimmer mit elek-

1) Von Siemens-Schuckert geliefert.

trischem Kontakt, der, wenn der Wasserstand in dem kleinen Reservoir sinkt, einen Strom schließt, der den Elektromotor und damit die Pumpe in Tätigkeit versetzt. Nach einer Filtration durch eines der bekannten Bergfeldt-Filter kann es für viele Zwecke, namentlich z. B. Spülzwecke, an Stelle destillierten Wassers benutzt werden, da das gewöhnliche Leitungswasser sich seines hohen Kalkgehaltes wegen hierfür nicht eignet. Eine andere Quelle zur Herstellung destillierten Wassers bilden die 2—300° heißen Abgase des Dieselmotors, die in passender Weise eine Destillationsretorte umspülen. (Fig. 1 D, läßt einen Teil der Anordnung sehen.)

c) Die Saug- und Druckluftanlage. Diese besteht a) aus einer Vakuumpumpe[1]) mit 3 pf. Elektromotor betrieben nebst Vakuumkessel von 1 cbm Inhalt und b) aus einem Kompressor[2]) (mit 10 pf. Elektromotorantrieb) nebst Hochdruckkessel von 1 cbm Inhalt. Erstere erzeugt ein Vakuum bis auf ca. $^1/_2$ mm Hg-Druck, letztere erlaubt Luft im Hochdruckkessel auf 10 Atm. zu komprimieren. Die Vakuumpumpe ist zum Vorpumpen beim Arbeiten mit selbsttätigen Quecksilberluftpumpen sehr bequem, und durch

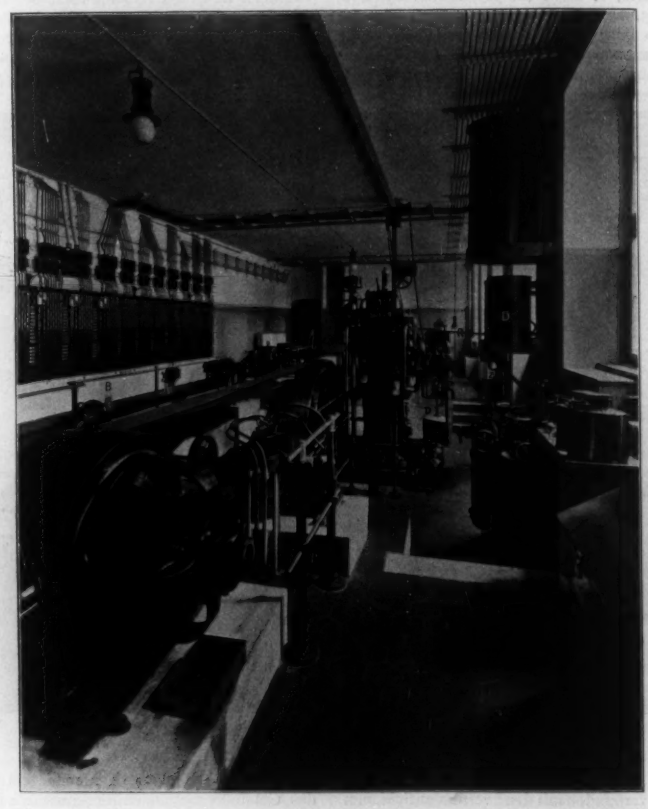


Fig. 2.

1) Von der Firma Klein, Schanzlin & Becker in Mannheim.

2) Von der Maschinenfabrik L. A. Riedinger, Augsburg.

ihre Verbindung mit dem Vakuumkessel erlaubt sie bei den Demonstrationen der hierher gehörigen Erscheinungen in der Vorlesung die sonst zeitraubenden Versuche über das Vakuum in ca. ein Fünftel der sonst dazu nötigen Zeit zu beenden. Die Druckluftanlage gestattet eine Reihe von interessanten Versuchen — ich erwähne nur das aerostatische Paradoxon von Clement und Desormes — im Vortrag vorzuführen, bei denen man sich sonst mit einer bloßen Beschreibung begnügen mußte.

kontaktvorrichtung. Die Arbeitszimmer sind sämtlich an diese angeschlossen und erhalten so durch einen elektromagnetisch betriebenen Klopfer die Sekunde auf ca. $^1/_{100\,000}$ ihres Wertes genau. Dadurch ist man nicht genötigt, die gegen Stöße sehr empfindlichen Boxchronometer zu benutzen, da als Zählwerk jede Taschenuhr benutzt werden kann. Von diesen beiden Normaluhren befindet sich die eine im Zimmer des Institutsvorstandes, die zweite im magnetischen Zimmer des Übungspraktikums. Von einer Aufstellung

Fig. 2a.

d) Die elektrische Uhrenanlage. Für genauere Zeitangaben besitzt das Institut zwei Uhren. Die neuere, von dem hiesigen Hofuhrmacher Kutter gebaut (wohl eines der vorzüglichsten Werke der Uhrmacherkunst, mit Rieflerschem Sekundenpendel), dient nur für solche Untersuchungen, die, wie z. B. die hier ausgeführten Schwerkraftmessungen, außerordentlich genauer Zeitangaben bedürfen. Für die gewöhnlichen Zwecke dient eine ältere Sekundenpendeluhr (ebenfalls mit Rieflerschem Pendel versehen) mit einer elektrischen Sekunden-

derselben im Raume für konstante Temperatur war wegen der dort nicht zu vermeidenden Feuchtigkeit Abstand genommen. Ferner befinden sich in den verschiedensten Räumen des Instituts elektromagnetisch betriebene sympathische Uhren, die durch eine Sekundenpendeluhr mit Minutenkontakt reguliert werden, um in den Hörsälen, dem Praktikum, den Werkstätten die richtige Tageszeit zu geben.

e) Die Telephonanlage. Von großem Wert ist einem größeren Institut eine derartige Anlage, da sie außerordentlich viel Zeit erspart

und ärgerliches gegenseitiges Suchen erübrigt. Die hiesige Anlage ist nach dem Muster des von Herrn Wiener im Leipziger physikalischen Institut geschaffenen angelegt, allerdings in etwas anderer Schaltung. Hier sind die Stationen (14 an der Zahl im ganzen Institut ziemlich gleichmäßig verteilt) hintereinander geschaltet; wird also irgend jemand angerufen — ein jeder im Institut hat sein Signal —, so geben alle 14 Glocken das betreffende Signal; begibt sich dann der Angerufene an die nächste Telephonstelle, jeder Seite spenden das nötige Tageslicht. Zur Verdunkelung dienen durch Motorenkraft betriebene Verdunkelungs-Rouleaux, oben und unten mit selbsttätigen Ausschaltern versehen. Die Rouleaux je zweier nebeneinander befindlicher Fenster sind gekoppelt und werden durch einen Elektromotor betrieben, so daß im ganzen vier Elektromotoren[1]) (zu je $^1/_3$ P.S.) in den Ecken in der Nähe der Decke für den Betrieb genügen (in Fig. 4, 5 in der oberen Ecke rechts sichtbar); ihr Stromverbrauch ist so gering, daß derselbe

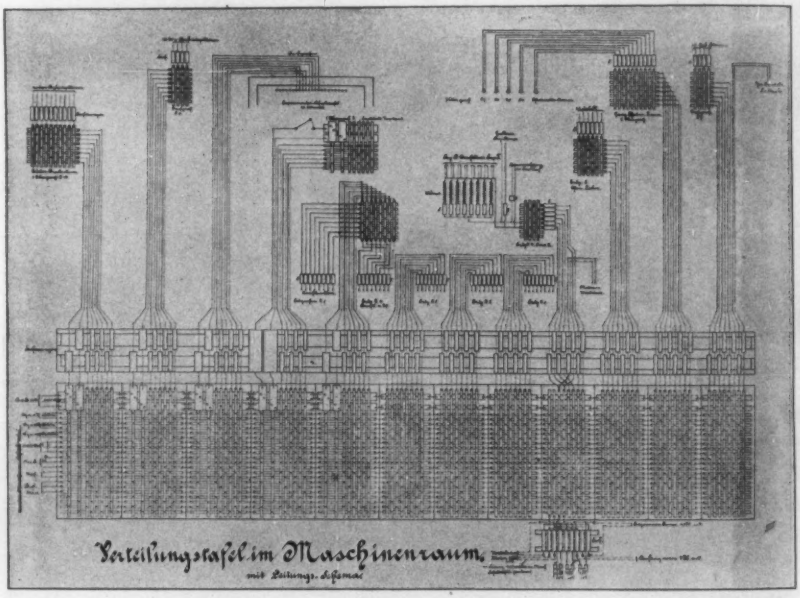


Fig. 3.

so kann nun sofort eine Verständigung stattfinden, bezw. die betreffende Angelegenheit häufig sofort erledigt werden.

Lage und Einrichtung der Räume.

Es mag nun eine speziellere Angabe über die Anordnung und Einrichtung der einzelnen Räume hier seine Stelle finden.

a) Der große Hörsaal. Da die Wohnung des Institutsmechanikers sich praktischerweise am besten über dem Hörsaal unterbringen ließ, so wurde von einer Oberlichtbeleuchtung von vornherein abgesehen; vier große Fenster auf nicht in Betracht kommt. Die künstliche Beleuchtung war folgendermaßen eingerichtet. Vor Beginn des Vortrags, wenn die Hörer sich versammeln, dienen 8 Wandarme zu je 9 Glühlampen à 50 Kerzen zur Allgemeinbeleuchtung (in Fig. 4 sind bei AA derartige Wandarme sichtbar); bei Beginn des Vortrags werden diese durch Umlegen eines Hebels (also durch einen Griff) ausgeschaltet und dafür über und parallel dem Experimentiertisch in ca. 5 m Höhe eine Soffitenbeleuchtung (6 m lang) von 60 Metall-

1) Von der Firma C. E. Fein, Stuttgart.

fadenlampen (à 50 Kerzen), sowie eine Einzelbeleuchtung jedes Platzes der Zuhörer zu je 5 Kerzen eingeschaltet. Diese Lampen vor den Plätzen der Hörer sind selbstverständlich so abgeblendet, daß sie niemand stören und ihr Licht nur auf das Heft des Betreffenden fällt (ähnlich der Orchesterbeleuchtung in den Theatern). Diese wohl sonst noch nicht angewandte Beleuchtungsweise der Plätze besitzt große Vorteile. Wenn bei Projektionsvorführungen absolute Dunkelheit notwendig ist — was aber nur in den seltensten Fällen eintreten wird —, so kann durch einen zweiten Ausschalter mit einem Griff auch diese Subsellienbeleuchtung abgedreht werden, aber für gewöhnlich wird dies, da die Projektionsbilder (bei 2—3000 Kerzenstärke der Lampe) meist hell genug sind, nicht nötig sein; dann können die Zuhörer die projizierten Zeichnungen, Instrumente, Erscheinungen usw. skizzieren und sich über diese Notizen machen, da jeder sein Heft hell beleuchtet vor sich hat. — Die Soffitenbeleuchtung besitzt ferner außer den 60 Lampen noch weitere vier, die besonders eingeschaltet und durch Gleitwiderstände (Fig. 5 auf A mit WW bezeichnet) beliebig gedämpft werden können. Diese sollen bei Verdunklung des Hörsaals für mehr oder weniger starke Beleuchtung des Experimentiertisches dienen, damit die Zuhörer auch während der Verdunklung verfolgen können, was auf dem Experimentiertisch vorgeht und gemacht wird; sie beleuchten ferner die an der Wand angebrachte Skala (Fig. 5 Sk), auf der die Lichtzeiger der an der gegenüberliegenden Wand des Hörsaals aufgestellten Spiegelinstrumente (Gravitationswage, Quadrantelektrometer, Galvanometer) Fig. 4, D, E, G spielen.

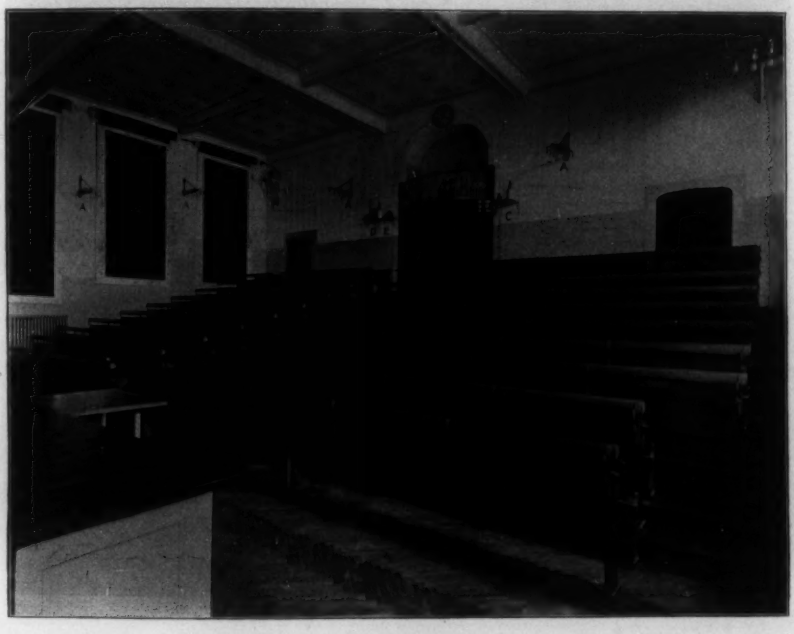


Fig. 4.

Als Projektionswand für die Projektion von Diapositiven dient die hinter der Tafel befindliche weiße Wand P, Fig. 5, die einen extra weißen Anstrich erhalten hat. Die durch einen Elektromotor mit Druckknopfsteuerung bewegliche Tafel T, Fig. 5, wird für diese Projektionszwecke dann entsprechend gesenkt. Die Demonstrationsprojektionen physikalischer Vorgänge werden vom Experimentiertisch aus vorgenommen und auf einem rechtsstehenden, etwas schräg

gegen die Zuhörer gestellten beweglichen Schirm von 2,50 m² Fläche ausgeführt. (Auf Fig. 5 *S* noch etwas zu sehen.) Während die hierfür benutzte Projektionslampe sich auf einem fahrbaren Tisch befindet, steht die für die Diapositive auf dem gegenüber der Projektionswand befindlichen kleinen Balkon (vgl. Fig. 4). Das Licht dieser selbstregulierenden Lampe (*L* Fig. 4) wird durch Spiegel nach unten reflektiert (wie in Fig. 4 zu sehen), so daß die Bedienung (also

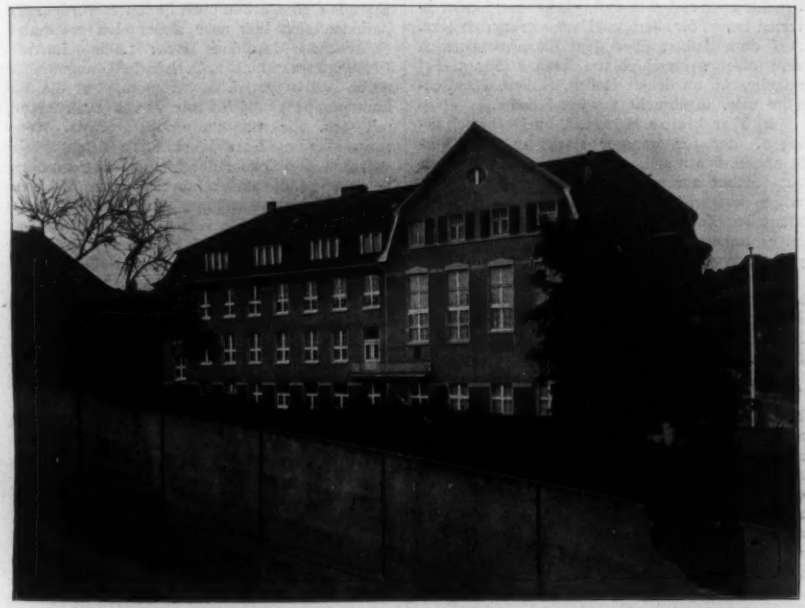
Fig. 5.

das Wechseln der Photographien) vom Hörsaal aus erfolgen kann.

Der Experimentiertisch[1]) besteht aus einem mittleren, festen Tisch, der alle verschiedenen Anschlüsse für Elektrizität, Gas, Wasser usw. trägt, und zwei seitlichen Tischen, die auf Schienen verschiebbar sind und zur Verlängerung des mittleren Teiles dienen bezw. auch für sich im Vortrag benutzt werden. Der mittlere Teil enthält nun eine große Anzahl (40—50) von verschiedenen Anschlußvorrichtungen für den elektrischen Strom in Form von Steckkontakten, die rund herum in bequemem Abstand von der Tischplatte an den vertikalen Seiten des Tisches angebracht sind. (In Fig. 5 sind einige sichtbar.) Sämtliche Anschlüsse, soweit sie Licht- oder Arbeitsstrom betreffen, sind über die beiden Experimentierschalttafeln (B_1 u. B_2, Fig. 5) geführt, und die angeschlossenen Apparate werden von diesen Schalttafeln aus ein- und ausgeschaltet, und zwar in der Weise, daß an jeder der beiden Tafeln (die nach dem Prinzip der bekannten „Hotelschalter" verbunden sind) das Ein- und Ausschalten besorgt werden kann; diese Anordnung ist sehr bequem, da es bei der Größe des Hörsaals (16 m Länge) äußerst lästig wäre, wenn man an dem einen Ende bei der Demonstration zu tun hat, nun zum Zweck einer Ausschaltung oder Regulierung bis zu der am anderen Ende befindlichen Schalttafel eilen müßte. Sämtliche Ausschalterkurbeln der Rheostaten sind auf den Schalttafeln angebracht, die Rheostaten selbst befinden sich hinter den Schalt-

1) Von Herrn Hoflieferant P. Spindler, Stuttgart, nach den ihm gemachten Angaben geliefert.

tafeln in den anstoßenden Räumen. Anschlüsse sind hiermit möglich an die 1. Akkumulatoren-Starkstrombatterie, 2. Akkumulatoren-Lichtbatterie, 3. an die 5 Elemente der Meßbatterie, 4. an die Wechselstrom- und Drehstromanlage, wie überhaupt vermittelst der Verteilungsschalttafel im Vorbereitungszimmer an alle Elektrizitätsquellen, die in die Verteilungstafel im Maschinenraum münden. Zum Messen der Intensität und Spannung der benutzten Ströme dienen außer den auf den Schalttafeln montierten Volt- und Amperemetern, die über der Tür zum Vorbereitungszimmer angebrachten 4 Instrumente (Fig. 5 *J*) für Gleichstrom und für Wechselstrom mit einer Teilung von 0 bis 20, aber durch geeignete Shunte, Vorschaltwiderstände bezw. Transformatoren in den Meßbereichen von 0 bis 2, 0 bis 20, 0 bis 200, 0 bis 2000 Volt bezw. Amp. verwendbar. Vor der Mitte des Experimentiertisches befinden sich noch zwei Schachtlöcher, in denen die Anschlußklemmen für den Strom von 2000 Amp. untergebracht sind; werden diese durch einen mehrere Meter langen Bogen aus Messingrohr verbunden, in dem zur Kühlung Wasser strömt, so fließt durch diesen bei 5—6 Volt Spannung (an seinen Enden) ein Strom von 2000 Amp., dessen starkes Magnetfeld sich z. B. zur Darstellung von Kraftlinienbildern in großem Maßstab (dieselben messen über 80 cm im Durchmesser) vorzüglich eignet. Außer diesen Anschlußvorrichtungen für elektrische Energie ist natürlich Gas und Wasser nebst Abläufen an den Experimentiertisch geführt; ferner hat er Anschluß an die Vakuum- und Hochdruckleitung (Drucke ablesbar am Hochdruckmanometer *D* und Vakuummeter *V*, Fig. 5), an den Sekundenkontakt der Normaluhr, an das Galvanometer und Elektrometer, an die Demonstrationsvolt- und Amperemeter für Gleich- und Wechselstrom, an das Orgelgebläse und das Gasgebläse, an einen Exhaustor zur Absaugung schädlicher und lästiger Dämpfe und Gase. Es endigt ferner in der Oberfläche des Tischblattes eine vertikale Achse, welcher durch ein Diskusgetriebe eine in weiten Grenzen variierende Umdrehungsgeschwindigkeit von einer im Souterrain



Gesamtansicht.

befindlichen Transmission aus, gegeben werden kann. Der Tisch besitzt ferner eine Heizvorrichtung, um Apparate und Instrumente für elektrostatische Versuche trocken und isolierend zu machen, und endlich endigen an ihm 2 Paar freie Leitungen, die nach entfernten Zimmern führen zur Demonstration von Versuchen, wie solche mit der sprechenden Bogenlampe und ähnlichen.

Neben den Anschlußklemmen für den elektrischen Starkstrom vor dem Experimentiertisch befinden sich noch zwei Schächte, die die Hochdruckleitung und eine weite Gasleitung hindurchtreten lassen für allerhand Demonstrationszwecke. Auf dem Balkon über dem Experimentiertisch sind eiserne verschiebbare Träger (Fig. 5, *Tr*) angebracht, an denen Rollen, Haken, Flaschenzüge usw. angebracht werden können.

b) Der kleine Hörsaal, im Dachstock gelegen, der für weniger stark besuchte Vorlesungen dienen soll; er ist nicht wie gewöhnlich ein solcher nur mit Katheder, Tafel und Subsellien ausgerüstet, sondern, da er auch experimentellen Zwecken und Vorträgen dienen soll, ist er nahezu ganz wie der große Hörsaal eingerichtet; eine vereinfachte Kopie desselben!

c) Die Räume für das Übungspraktikum nehmen, wie erwähnt, das ganze 2. Obergeschoß ein (vergl. Plan), selbstverständlich abzüglich des Raumes des großen Hörsaals, der durch zwei Stockwerke geht.

Das Übungspraktikum besteht 1. aus einem Wagezimmer, in dem auf einem an der Wand befestigten Steintische und an ihr entlang laufend alle Wagen nebeneinander aufgestellt sind. Außer Wägungen werden in diesem Raum auch noch die Untersuchungen über das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Gase (nach Delaroche u. Bérard), über Gasdichten, Versuche mit Kundtschen Staubfiguren usw. vorgenommen; 2. einem Zimmer, in dem die zur Wärmelehre gehörigen Aufgaben bearbeitet werden; 3. und 4. zwei Zimmer für magnetische und elektrische Messungen; 5. einem Photometerraum; 6. einem großen optischen Zimmer, das jedoch durch Aufführung von leichten Zwischenwänden in vier kleinere geteilt ist, so daß sich die verschiedenen Arbeitsgruppen nicht stören; 7. einem für photographische Zwecke eingerichteten Raum, der aber wegen Platzmangels häufig auch für andere Untersuchungen benutzt wird. Fast jedes der Arbeitszimmer besitzt einen Sekundenschläger, der an die Normaluhr angeschlossen ist, eine elektrische Verteilungsschalttafel, von der aus an die Arbeitsplätze der gewünschte Strom von 2 zu 2 Voltspannung abstufbar geleitet werden kann. Wie schon erwähnt, sind die elektrischen Verteilungsschalttafeln, um Kurzschluß usw. zu verhüten, nur den Assistenten zugänglich. Selbstverständlich sind außerdem Zapfstellen für Gas, Wasser, Gebläseluft in den Praktikumsräumen in ausgiebigster Weise vorhanden.

d) Der Maschinenraum. Erwähnt ist schon, daß ich, um an Betriebskosten zu sparen, im Institut selbst eine elektrische Zentrale errichtet habe, durch die die Kosten der Kilowattstunde auf ca. $^1/_{10}$ der von der städtischen Zentrale zu erwartenden heruntergesetzt wurden. Auch ist über die Einrichtung des Maschinenraumes, soweit sie zur Erzeugung elektrischer Energie diente, schon oben berichtet worden. Es befinden sich hier aber außer den erwähnten elektrischen Maschinen noch: 1. eine Luftverflüssigungsmaschine nach Linde[1]), angetrieben durch einen 7,5pf. Elektromotor; 2. die Vakuumpumpe[2]), auf $^1/_2$ mm Druck evakuierend, mit 3pf. Elektromotorantrieb; 3. der Kompressor[3]), um Luft bis auf 10 Atmosphären zusammenzudrücken, durch 10pf. Elektromotor betrieben; 4. die auch schon früher erwähnte elektrische Hauswasserpumpe zur Verteilung des Regenwassers an die verschiedenen Zapfstellen. Wie ersichtlich habe ich von der Anbringung einer gemeinsamen Transmissionswelle zum Antrieb der verschiedenen Maschinen Abstand genommen, da starke Erschütterungen des Hauses hierdurch unvermeidlich erscheinen, sondern jede Maschine hat ihren elektrischen Einzelantrieb; wenn trotzdem Erschütterungen unvermeidlich geworden sind, so liegt das zum Teil in der Natur der Sache selbst, zum Teil, wie erwähnt, in der äußerst soliden und massiven Bauart.

Außerdem ist am Dieselmotor die vorher schon erwähnte Einrichtung zur Herstellung destillierten Wassers (Fig. 1 u. 2 *DD*) angebaut; erzeugter Dampf wird durch das Rohr *R* in den Kühlkessel geführt, dort kondensiert und durch *Z* das destillierte Wasser abgelassen.

Die eine Längswand des rechteckigen Maschinenraumes ist nahezu vollständig durch die oben beschriebenen Verteilungsschalttafeln eingenommen, an der Schmalseite befindet sich dann noch die große Ladeschalttafel für die Akkumulatorenbatterien mit automatischen Zellenschaltern, den nötigen Maximal- und Minimalausschaltern usw.

e) Außer dem Arbeitsraume des Institutsvorstandes besitzt das Institut noch die fünf Räume für wissenschaftliche Forschungsarbeiten (vergl. oben und Plan). Im ganzen haben

1) Von der Firma Linde in München.
2) Von Klein, Schanzlin & Becker in Frankenthal.
3) Von L. A. Riedinger, Maschinenfabrik, Augsburg. Die erwähnten Elektromotoren sind alle von der Maschinenfabrik Eßlingen (Filiale Cannstatt) geliefert.

sie alle nahezu dieselben Einrichtungen; alle enthalten Anschlüsse an die große Verteilungsschalttafel des Maschinenraumes, so daß alle dort gegebenen Schaltungsmöglichkeiten auch in diesen Räumen gemacht werden können. Da durch eines der Zimmer die Starkstromleitung zum Hörsaal führt, so ist die Möglichkeit vorhanden, in diesem mit Strömen bis zu 2000 Amp. zu arbeiten. Ein Teil der Zimmer ist an die Vakuumleitung, ein anderer an die Hochdruckleitung angeschlossen, ebenso enthalten sie die von der Normaluhr des Instituts betätigten Sekundenschläger.

f) Im Kellergeschoß befindet sich vertieft bis auf 4,5 m Tiefe ein von allen anderen Räumen durch doppelte Wände isolierter Raum für konstante Temperatur. Derselbe ist für Schwerkraftsmessungen eingerichtet, kann aber natürlich auch für andere Zwecke benutzt werden.

g) Von anderen Räumlichkeiten wären noch zu erwähnen die Bibliothek, in der außer einigen Handbüchern und Spezialwerken, die Hauptzeitschriften der Physik aufliegen; im Erdgeschoß ein chemisches Laboratorium mit vier Arbeitsplätzen; im Dachstock ein Raum für wissenschaftliche photographische Arbeiten und ein kleinerer photographischer Raum, in dem alle Einrichtungen dauernd aufgestellt sind, die zur Anfertigung der in der Vorlesung gebrauchten Diapositive nötig sind. Ferner befinden sich ebenfalls im Dachstock Räume für das Handfertigkeitspraktikum der Lehramtskandidaten, von denen ein Raum mit Schraubstock und Drehbank usw. als Praktikantenwerkstatt eingerichtet ist.

h) Neben dem Aufzugschacht befindet sich ein zweiter, der den sonst gebräuchlichen Institutsturm ersetzt. Er reicht vom Kellergeschoß bis zum Dachstuhl (ca. 20 m Höhe), und besitzt oben Vorrichtungen zur Fixierung von Apparaten. Er ist allerdings besteigbar, aber Beobachtungen, Ablesungen, Montierungen usw. können auch von einem Fenster des Fahrstuhles aus gemacht werden.

i) Endlich mag noch erwähnt werden, daß ich etwas entfernt vom Hause ein Wellblechhäuschen habe errichten lassen, in dem die feuergefährlichen Flüssigkeiten wie das Treiböl für den Dieselmotor, die Alkohol-, Äther- und Benzinvorräte, die in größeren Gebinden zollfrei bezogen werden, gelagert sind. Ebenso befinden sich in einem zweiten Wellblechschuppen die Kisten und Verpackungsmaterialien aus denselben Gründen der Feuergefährlichkeit auch außerhalb des Hauses und in einem dritten Wellblechhäuschen die Schmiede.

Die Kosten des Neubaues sind die folgenden, die Zahlen sind je auf 1000 Mk. abgerundet.

A. Reine Baukosten einschließlich der Heizungsanlage, der Gas- und Wasserleitung	300000
B. Innere Einrichtung:	
1. Mobiliar einschließlich der Kosten für Aufzug, Verdunklungseinrichtungen und ähnliches	24000
2. Elektrische Einrichtungen	59000
3. Maschinelle Anlagen	34000
4. Neuanschaffungen von Instrumenten	9000
5. Neuanschaffungen von Arbeitsmaschinen für die Werkstatt	6000
6. Elektrische Uhren-, Klingel- und Telephonanlagen	1000
	433000

Während bei den reinen Baukosten Ersparnisse gemacht wurden infolge günstiger Konjunkturen, gelang es, trotzdem die elektrischen Einrichtungen größtenteils in eigener Regie vom vermehrten Werkstattpersonal des Instituts ausgeführt worden sind, und damit an Kosten bedeutend gespart wurde, nicht, mit der von den Ständen bewilligten Summe auszukommen. Den beiden hohen Häusern des Landtages sowie dem Kgl. Ministerium bin ich zu großem Dank verpflichtet, daß sie die ca. 7 proz. Überschreitung der Bausumme anstandslos genehmigt haben.

Stuttgart, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, 21. Juni 1911.

(Eingegangen 26. Juni 1911.)

BESPRECHUNGEN.

Fritz Hoppe, Wie stellt man Projekte, Kostenanschläge und Betriebskostenberechnungen für elektrische Licht- und Kraftanlagen auf? 5., vervollständigte Auflage. 550 S., 115 Textfiguren. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1910. Geb. M. 7.—

Innerhalb weniger Jahre hat das vorliegende Buch fünf Auflagen erlebt. Aus dieser Tatsache ergibt sich schon, daß ein Bedürfnis nach einem derartigen Werke vorgelegen hat. Es enthält noch mehr, als sein Titel verspricht. Neben zahlreichen wertvollen Tabellen aus allen Gebieten der praktischen Elektrotechnik und des Maschinenbaues findet man darin Angaben über die Wirkungsweise, die Verwendung und die Wirtschaftlichkeit der verschiedensten Beleuchtungskörper, Elektromotoren, Koch- und Heizapparate, elektromedizinischen Apparate, Elektrizitätszähler, Trans-

formatoren, Akkumulatoren und Dynamomaschinen nebst ihren Antriebsmaschinen (Dampfmaschinen, Dampfturbinen, Kessel, Gasmaschinen, Wasser- und Windkraftmaschinen). Ein besonderer Abschnitt handelt von der Berechnung der Leitungsnetze und von der Verlegung der Leitungen; ein anderer vom Entwurf von Maschinenräumen und Zentralengebäuden.

Zu bedauern ist, daß Angaben über Wechselstromkollektormotoren in dem Buche fehlen. Diese Motoren sind doch längst aus dem Stadium des Laboratoriumsversuchs heraus; sie haben die Feuerprobe der Praxis bestanden und finden in verschiedenen Zweigen der Technik vielfach Anwendung.

Der zweite Teil des Buches enthält die Durchschnittspreise sowohl ganzer Anlagen als auch von einzelnen Teilen, Maschinen, Apparaten und Instrumenten, sowie die Grundlagen zur Berechnung der Kosten von Montagen und Inbetriebsetzungen.

In dem dritten Teile wird gezeigt, wie man die Betriebskosten und die Rentabilität elektrischer Anlagen berechnet. Ein Anhang enthält eine Menge nützlicher Tabellen, z. B. eine Zinstabelle, Umrechnungstafeln für ausländisches Geld, Maße und Gewichte, Porto- und Eisenbahngütertarif, Gerichts- und Anwaltkosten, die Gebührenordnung der beratenden Ingenieure für Elektrotechnik und vieles andere mehr.

Das Buch wird natürlich in erster Linie dem projektierenden Ingenieur ein nützlicher Ratgeber sein. Wegen der klaren und übersichtlichen Darstellung des Gegenstandes kann es aber auch weiteren Kreisen empfohlen werden. Es setzt den Abnehmer irgendeiner elektrischen Anlage, z. B. der Beleuchtungs- und Stromversorgungsanlage eines Hauses, eines Laboratoriums oder Instituts in die Lage, vorgelegte Projekte und Kostenanschläge selbst zu prüfen und zu beurteilen.

Karl Willy Wagner.

Heinrich Greinacher, Die neueren Strahlen. Radium-(α-, β-, γ-)Strahlen, Kathoden-, Kanal-, Anoden-, Röntgenstrahlen. In leichtfaßlichen Einzeldarstellungen. Lex. 8. VIII u. 130 S. mit 66 Abbildungen. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1909. M. 4.—

In einer Reihe von Aufsätzen, die teils in der „Naturwissenschaftlichen Wochenschrift", teils in der „Zeitschrift für neuere physikalische Medizin" erschienen sind, hat der Verf. früher die neueren Strahlen behandelt. Er hat sich nunmehr in dankenswerter Weise entschlossen, diese Aufsätze zu einem Buche zu vereinigen und sie dadurch weiteren Kreisen zugänglich zu machen. Dabei war eine teilweise Umarbeitung erforderlich, und diese bot dem Verf. Gelegenheit, die mittlerweile gewonnenen neueren Ergebnisse der Forschung mit zu berücksichtigen. Daß die Form der Einzeldarstellungen gewahrt blieb, bietet den Vorteil, daß es dem Leser dadurch ermöglicht wird, sich über eine einzelne Strahlenart näher zu unterrichten, ohne das ganze Buch durchlesen zu müssen. Die Darstellung ist, dem Zwecke des Buches entsprechend, leicht faßlich und setzt größere physikalische Kenntnisse beim Leser nicht voraus. Der Laie, der den Naturwissenschaften ein lebhafteres Interesse entgegenbringt, wird das Buch mit Nutzen lesen. Sehr erfreulich erscheint es, daß in einem Schlußabschnitte auch die Röntgentechnik in ihren Hauptzügen behandelt wird.

Iklé.

Wilhelm Ostwald, Über Katalyse. 2. Auflage. 39 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1911. Geh. 1.50

Ostwalds Nobelvortrag, der, zuerst in den Annalen der Naturphilosophie abgedruckt, nunmehr auch als einzeln käuflicher Sonderabdruck vorliegt, weist alle die Reize Ostwaldscher Darstellungskunst auf. Seine Lektüre war dem Referenten ein reiner Genuß, der durch die geschmackvolle Ausstattung, die der Verlag dem Heftchen gegeben hat, noch erhöht worden ist.

Werner Mecklenburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. Anton Schwaiger für Elektrotechnik, an der Universität Budapest Dr. Mauthner für Chemie.

Berufen: Der ord. Professor der Mathematik an der Landwirtschaftlichen Hochschule Bonn Dr. Philipp Furtwängler in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Aachen Prof. Dr. Edgar Meyer zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Universität La Plata in Argentinien, der ord. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Hans L. Meyer zum ord. Professor der Chemie an der Deutschen Universität Prag, der a. o. Professor an der Deutschen Universität Prag Dr. Viktor Rothmund zum ord. Professor der physikalischen Chemie ebenda, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Karl Mannich zum a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Göttingen, der Privatdozent an der Universität Wien a. o. Professor Dr. Heinrich Mache zum ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Wien, der a. o. Professor an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. František Nušl zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der etatsmäßige Professor der Chemie, Mineralogie und Geologie an der Forstakademie Hannoversch-Gmünden Dr. Paul Ehrenberg zum a. o. Professor der Agrikulturchemie an der Universität Göttingen.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematischen Physik an der Böhmischen Universität Prag Dr. František Koláček der Titel K. u. K. Hofrat.

Gestorben: Der ord. Honorarprofessor der Physik und Astronomie an der Universität Tübingen Dr. Karl Waitz, der Professor der Allgemeinen Chemie an der Universität Gent Dr. F. Swarts.

Gesuche.

Für das physikalische Institut der **Technischen Hochschule** in **Darmstadt** wird zum Wintersemester ein junger Physiker als

Assistent

gesucht. Es wird derjenige Bewerber bevorzugt, der sich besonders mit Photographie beschäftigt hat; er hat Aussicht, den Lehrauftrag für Photographie an der Technischen Hochschule zu erhalten. Prof. Dr. **K. Schering, Darmstadt,** Hochschulstraße 2.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.